

Untersuchung des Resonanzverhaltens der Systeme $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$

DISSERTATION
der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Werner Trombik

München, 23. September 1980

**Untersuchung des Resonanzverhaltens
der Systeme $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$**

DISSERTATION

**der Fakultät für Physik
der Ludwig-Maximilians-Universität München**

**vorgelegt von
Werner Trombik**

München, 23. September 1980



1. Gutachter: Prof. K.A.Eberhard

2. Gutachter: Prof. S.Skorka

Tag der mündlichen Prüfung: 11.12.1980

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird das Resonanzverhalten der elastischen bzw. inelastischen Streuung von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ untersucht.

Für das System $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ wurde das spin-alignment P_{zz} der inelastischen Streuung $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}^*(2^+, 4.43 \text{ MeV})$ bei sechs Energien zwischen 18.5 und 32.8 MeV (c.m.) bestimmt. Die Messung erfolgte durch koinzidenten Nachweis von Teilchen und γ -Quanten, wobei der γ -Detektor in Richtung der Streunormalen aufgestellt war. Die erhaltenen P_{zz} -Werte streuen an den Maxima der Anregungsfunktion (von +.03 bis +.84) ebenso wie an den Minima (von -.04 bis +.76) stark. Dieses Ergebnis steht weder mit den Vorhersagen des Band-Crossing-Modells (Abe) noch mit den Erwartungen nicht-resonanter Modelle im Einklang.

Bei $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ wurde die elastische Streuung bei $E_{\text{c.m.}} = 6 - 35 \text{ MeV}$ sowie die einfach und doppelt inelastische Streuung zum 3^- (6.73 MeV) von 15 bis 35 MeV (c.m.) gemessen. In der elastischen 90° (c.m.)-Anregungsfunktion zeigen sich stark ausgeprägte, regelmäßige Grobstrukturen (Breite 2-3 MeV(c.m.)), die dem Streuverhalten von $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ ähneln und die sich durch oberflächentransparente Optische Potentiale qualitativ beschreiben lassen. Durch Messung der Winkelverteilungen konnte gezeigt werden, daß an den Stellen der Maxima der Anregungsfunktion bei 15.5, 19.5, 24 und 28 MeV die Partialwellen $L = 12, 14, 16$ bzw. 18 dominieren.

In der inelastischen Streuung werden ab etwa 25 MeV(c.m.) deutliche intermediäre Strukturen beobachtet, die absolute Höhe der Wirkungsquerschnitte liegt aber um etwa eine Größenordnung unter der von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ bzw. $^{12}\text{C}^*(2^+)+^{12}\text{C}^*(2^+)$. Dieses Ergebnis ebenso wie das nur schwache Auftreten von intermediären Strukturen in der elastischen Streuung lassen auf eine schwache Kopplung zwischen Grundzustand und dem 3^- -Zustand schließen. Betrachtungen zur Drehimpulsfehlانpassung und zur Niveaudichte im Compoundkern sowie die Vorhersagen des Band-Crossing-Modells werden durch dieses Verhalten der $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Streuung bestätigt.

<u>Inhalt</u>	<u>Seite</u>
<u>1. Einleitung</u>	1
<u>2. Resonanzen in Schwerionenreaktionen - Experimenteller Überblick und Modelle</u>	6
<u>2.1. Grobstrukturen</u>	6
2.1.1. Experimentelle Ergebnisse	6
2.1.2. Bedingungen für das Auftreten von Grobstrukturen	8
<u>2.2. Intermediäre Strukturen - Experimente</u>	10
2.2.1. Ergebnisse bei $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	10
2.2.2. Molekulare Rotationsbanden	13
2.2.3. Direkte Beobachtung von molekularen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Resonanzen in ^{24}Mg	16
2.2.4. Resonanzen in $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$	17
2.2.5. Resonanzen in anderen Systemen	18
<u>2.3. Intermediäre Strukturen - Modelle</u>	21
2.3.1. Das Nogami-Imanishi-Modell	21
2.3.2. Das Doppel-Resonanz-Modell	24
2.3.3. Das α - Cluster - Modell	25
2.3.4. Das verallgemeinerte doorway-Modell (Feshbach)	27
2.3.5. Bedingungen für die Beobachtbarkeit von intermediären Resonanzen	29
2.3.6. Das Band-Crossing-Modell	31
<u>2.4. Mikroskopische Rechnungen</u>	35
2.4.1. Das Zwei-Zentren-Schalen-Modell	35
2.4.2. Die Generator-Koordinaten-Methode	37
2.4.3. Faltungsmodelle	38
2.4.4. Zeitabhängige Hartree-Fock-Rechnungen	39
<u>3. Spin-alignment in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$</u>	40
<u>3.1. Motivation der Experimente</u>	40
<u>3.2. Das experimentelle Verfahren</u>	43

	Seite
3.2.1. Das Prinzip der Meßmethode	43
3.2.2. Experimenteller Aufbau	47
3.2.3. Auswertung	53
<u>3.3. Ergebnisse</u>	58
3.3.1. Theoretische Berechnungen der γ -Nachweisraten	58
3.3.2. Ergebnisse für $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*(2^+))^{12}\text{C}^*(2^+)$	63
3.3.3. Ergebnisse für $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}^*(2^+)$	68
3.3.4. Fehlerbetrachtung	73
<u>3.4. Interpretation der Ergebnisse</u>	76
3.4.1. Bezug zu anderen alignment-Bestimmungen in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	76
3.4.2. Vergleich mit Vorhersagen zum spin-alignment	78
3.4.3. Vergleich mit dem Band-Crossing-Modell	81
3.4.4. Mögliche Ursachen für die Abweichungen von den Vorhersagen	83
<u>4. Das System $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$</u>	85
<u>4.1. Motivation der Experimente</u>	85
<u>4.2. Die Experimente - Methode und Auswertung</u>	86
4.2.1. Experimenteller Aufbau	86
4.2.2. Auswertung der kinematischen Koinzidenzen	88
4.2.3. Die $\gamma\gamma$ -Experimente	92
<u>4.3. Die Ergebnisse</u>	95
4.3.1. Anregungsfunktionen der elastischen Streuung	95
4.3.2. Winkelverteilungen der elastischen Streuung	97
4.3.3. Die inelastische Streuung	98
<u>4.4. Analyse der Ergebnisse</u>	101
4.4.1. Vergleich der verschiedenen Systeme	101
4.4.2. Rechnungen mit dem optischen Modell	105
4.4.3. Hauser-Feshbach-Rechnungen	110

	Seite
4.4.4. Rotationsbanden	113
4.4.5. Drehimpulsfehlانpassung	116
4.4.6. Intermediäre Strukturen	120
4.4.7. Niveaudichtenbetrachtung	122
4.4.8. Vergleich mit spezifischen Modellvorher- sagen	124
<u>4.5. Schlußbemerkungen</u>	127
<u>Literatur</u>	128
<u>Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen</u>	138

1. Einleitung

Im Jahre 1960 wurden von Bromley, Almquist und Kuehner (BKA60, ABK60, BKA61) im System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ in den Anregungsfunktionen mehrerer Ausgangskanäle (p,n, α , γ) drei korrelierte Strukturen nahe der Coulombbarriere beobachtet. Überraschend war neben der starken Korrelation vor allem die geringe Breite (etwa 100 keV) dieser Strukturen, die nach der Heisenbergschen Unschärfere-lation ($E \cdot \tau \gtrsim \hbar$) auf eine relativ lange Dauer (etwa 10^{-21} sec.) des Reaktionsprozesses hindeutete. Zudem war zu erwarten, daß die bei dieser Anregungsenergie (~ 20 MeV) hohe Niveaudichte im Com-poundkern ^{24}Mg (einige hundert Niveaus pro MeV) zu einer weitge-henden Zerstreung der Reaktionsstärke führen müßte. Versuche, die-se Strukturen mithilfe einfacher Optischer Potentiale wiederzuge-ben (DAV60), schlugen fehl, da sie physikalisch völlig unrealisti-sche Annahmen erforderten.

Schon kurz nach der Beobachtung dieser korrelierten Maxima in den Anregungsfunktionen von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ machten Bromley et al. (ABK60) den Vorschlag, diese Effekte auf 'quasimolekulare' Rota-tionen zurückzuführen, d.h. auf eine Rotation der beiden ^{12}C -Kerne um ihren gemeinsamen Schwerpunkt - gegebenenfalls unter Ausbildung irgendeines langlebigen Zwischenzustands. Diese einfache Grundidee wurde die Basis für die meisten Modelle, die bis heute zur Erklä-rung solcher Strukturen entwickelt wurden (siehe Kap. 2.3. und 2.4.)

In der Folgezeit wurden die experimentellen Untersuchungen sowohl auf einen sehr weiten Energiebereich und die verschieden-sten Ausgangskanäle als auch auf viele andere Systeme ausgedehnt. Bei $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ z.B. konnten 'resonante' Strukturen bei sehr niedri-gen Energien unterhalb der Coulombbarriere, die vor allem aus astrophysikalischen Gründen Interesse fanden (SPW74, PWZ73), bis zu sehr hohen Energien um 60 MeV(c.m.) (RWG73, RH74) gefunden werden. Als bemerkenswert erwies sich die starke Systemabhängig-keit im Auftreten der Strukturen: während diese in einigen Syste-men wie $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ in einer Reihe von Ausgangskanälen beobachtet wurden, weisen andere wie $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$ und $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ solche Effekte in den Anregungsfunktionen nicht auf (s. Abb.1 in 2.1.1.). Da es nicht möglich ist, im Rahmen dieser Arbeit auf die ganze Fülle

der bis heute durchgeführten Experimente an den verschiedensten Systemen einzugehen, sei auf einige neuere Überblicksartikel verwiesen (EBW78, FES76, BRO77, RIT79, GOB79). Eine Reihe der für das Verständnis der 'Resonanzen' wichtigen Ergebnisse wird jedoch in 2.1.1. und 2.2. vorgestellt und diskutiert.

Die beobachteten 'Resonanzen' lassen sich aufgrund ihrer Breite in drei Grundtypen klassifizieren, die zu verschiedenen physikalischen Vorgängen korrespondieren:

- (a) Sehr schmale Strukturen (einige keV bis einige zehn keV breit), die sich als Ericson-Fluktuationen (ERM66) dem Compoundkern-Reaktionsmechanismus zuordnen lassen. Diese Fluktuationen, die bei niedrigen und mittleren Energien in allen Systemen - vor allem in Ausgangskanälen mit leichten Teilchen - auftreten, können heute als im Prinzip verstanden gelten; der mittlere Compoundwirkungsquerschnitt kann durch Hauser-Feshbach-Rechnungen (HAF52) i.a. zufriedenstellend wiedergegeben werden. Auf diese 'scharfen' Strukturen wird deshalb im folgenden nicht weiter eingegangen, es sei jedoch darauf hingewiesen, daß diese statistischen Fluktuationen die Identifizierung von Maxima in den Anregungsfunktionen als 'echte' Resonanzen erschweren können.
- (b) Breite Strukturen (einige MeV breit), die als 'shape'-Resonanzen angesehen und im Prinzip mit dem Optischen Modell reproduziert werden können. Diese - systemabhängigen - Grobstrukturen werden in 2.1. ausführlicher diskutiert.
- (c) Intermediäre Strukturen (einige hundert keV breit), die nur in einigen wenigen Systemen auftreten und deren Ursache trotz zahlreicher theoretischer Ansätze (siehe 2.3. und 2.4.) bis heute nicht befriedigend geklärt ist. Auf diese Strukturen konzentriert sich heute hauptsächlich das Interesse, etwas zu ihrem Verständnis beizutragen ist deshalb eines der Hauptziele dieser Arbeit.

An dieser Stelle muß wohl die Frage gestellt werden, was eigentlich unter 'echten' Resonanzen zu verstehen ist, wobei im folgenden intermediäre Resonanzen gemeint sind. Zweifellos kann

nicht jedes Maximum in irgendeiner Anregungsfunktion ohne weiteres einer 'Resonanz' zugeschrieben werden, zufällige statistische Effekte oder Interferenzerscheinungen können durchaus auch Maxima und Minima erzeugen. Es seien deshalb hier einige Kriterien (TAR78) für die 'Echtheit' von Resonanzen aufgeführt:

- (a) Die Strukturen dürfen bei einer 'echten' Resonanz nicht nur bei einem oder mehreren nahe beieinander liegenden Winkeln erscheinen; insbesondere bei extremen Vorwärts- oder Rückwärtswinkeln können statistische Fluktuationen oder ein einfacher direkter Reaktionsmechanismus starke Effekte hervorrufen. So wurden z.B. von Crozier und Legg (CRL74) bei $^{12}\text{C}(^{13}\text{C}, \alpha)^{21}\text{Ne}^*$ ausgeprägte Maxima in der 10° - Anregungsfunktion als Resonanzen gedeutet, während sich bei späteren Messungen über einen größeren Winkelbereich (HGD75) völlig glatte Kurven ergaben. Braun-Munzinger und Barrette (BMB80) haben vor kurzem darauf hingewiesen, daß der Kohärenzwinkel bei Schwerionenreaktionen bei weitem größer als bisher angenommen ist (z.B. bei $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{24}\text{Mg}$ für 20 MeV(c.m.) etwa 30°). Folglich dürfen Strukturen, die nicht auch in über einen größeren Winkelbereich integrierten Anregungsfunktionen gesehen werden, nur schwerlich als 'Resonanzen' bezeichnet werden.
- (b) Die gefundene Resonanz sollte eindeutig einem bestimmten Spin zuzuordnen sein. Wenn - wie i.a. angenommen und in 2.1.2. und 2.3. näher begründet - tatsächlich nur eine einzige Partialwelle L (nahe oder gleich $L_{\text{graz.}}$) den Reaktionsmechanismus an einer Resonanzstelle beherrscht, sollten sich die Wirkungsquerschnitte (für Spin=0 - Teilchen im Ein- und Ausgangskanal)
- $$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \left| f(\theta) \right|^2 = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)(1-\eta_\ell) P_\ell(\cos \theta) \right|^2 \quad (1)$$
- ($k \equiv$ Wellenzahl, $\eta_\ell \equiv$ Reflexionskoeffizienten, $P_1(\cos \theta) \equiv$ Legendrepolynome der Ordnung 1)
- zu
- $$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \sim \left| a_L P_L(\cos \theta) \right|^2 \quad (2)$$
- vereinfachen. Das heißt, die Winkelverteilung sollte in ihrer Form dem Quadrat nur eines Legendrepolynoms folgen. Im Fall von Spin $\neq 0$ - Teilchen im Ausgangskanal wird die Resonanz-

Spin-Bestimmung infolge der verschiedenen Kopplungsmöglichkeiten zwischen Spin und Bahndrehimpuls erheblich schwieriger.

In der Tat wurde an vielen Resonanzstellen diese Dominanz nur einer einzigen Partialwelle beobachtet, während die Winkelverteilungen außerhalb von Resonanzen durch Mischungen mehrerer beteiligter Drehimpulse gekennzeichnet sind (siehe z.B. JAF79). Trotzdem ist dieses Kriterium weder notwendig noch hinreichend: Zum einen können auch außerhalb von intermediären Resonanzen die Winkelverteilungen durch die Partialwelle L_{graz} (etwa von einer überlagerten 'shape'-Resonanz, siehe 2.1.) bestimmt werden (VGT77), zum anderen kann auch an 'echten' Resonanzstellen durch Interferenz mit einem starken nichtresonanten Untergrund oder durch Überlappung verschiedener Resonanzen eine Überlagerung mehrerer Partialwellen zustandekommen, die das reine $P_L^2(\cos\theta)$ - Muster zerstört.

- (c) Die Resonanzen einer Energie sollten korreliert in möglichst vielen Ausgangskanälen beobachtet werden. In einzelnen Kanälen können jedoch kleine 'branching ratios' zu bestimmten Zuständen (infolge ihrer unterschiedlichen Struktur) die Sichtbarkeit einer Resonanz verhindern. Außerdem sind kleinere Verschiebungen der Resonanzenergie von einem Kanal zum nächsten möglich, etwa wenn Resonanzamplitude und ein starker nichtresonanter Untergrund interferieren. Dennoch sollte bei einer 'echten' Resonanz auch bei Aufsummierung über viele einzelne Kanäle die Struktur erhalten bleiben, während diese bei Vorliegen nur statistischer Fluktuationen stark gedämpft werden.
- (d) Es sollte sichergestellt sein, daß der (berechnete) Compoundwirkungsquerschnitt in dem untersuchten Energiebereich nur einen kleinen Teil des gemessenen Wirkungsquerschnitts beiträgt. Nur dann können starke statistische Fluktuationen wie z.B. die von Moldauer (MOL67) vorhergesagten 'giant fluctuations' oder Interferenzeffekte direkt/Compound als Erklärung für beobachtete Strukturen ausgeschlossen werden.

Berücksichtigt man die Kriterien (a) bis (d), so lassen sich 'echte' intermediäre Resonanzen mit Sicherheit in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

und $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, eventuell in einigen anderen Systemen wie $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ und $^{14}\text{C} + ^{16}\text{O}$ feststellen, während andere Systeme wie $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$ und $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ dieses resonante Verhalten nicht zeigen.

Diese Arbeit hat zwei Ziele: (a) Der Reaktionsmechanismus, der zum Auftreten intermediärer Resonanzen führt, soll anhand des Systems $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ genauer untersucht werden (Kap. 3). (b) Durch die (erstmalige) Messung der elastischen und inelastischen Streuung von $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ soll ein Beitrag zum Verständnis der Systemabhängigkeit im Auftreten resonanter Strukturen geleistet werden (Kap. 4). Zuvor wird jedoch in Kap. 2 ein Überblick über die bisherigen experimentellen Ergebnisse und die zu ihrer Erklärung vorgeschlagenen Modelle gegeben.

2. Resonanzen in Schwerionenreaktionen - Experimenteller Überblick und Modelle

2.1. Grobstrukturen

2.1.1. Experimentelle Ergebnisse

In Abb.1 werden für verschiedene Systeme von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bis $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ die 90° - Anregungsfunktionen der elastischen Streuung als Funktion von $E_{\text{c.m.}}/V_{\text{Coul.}}$ gezeigt, wobei $V_{\text{Coul.}}$ nach $V_{\text{Coul.}} = 1.21 \cdot Z_1 \cdot Z_2 \left[r_0 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 0.5 \right]^{-1}$ (MeV) (3)

mit $r_0 = 1.3$ fm berechnet wurde (CIP80). Die Darstellung $E_{\text{c.m.}}/V_{\text{Coul.}}$ wurde gewählt, um Systeme unterschiedlicher Massen besser vergleichen zu können. Die Beschränkung auf 90° ist deshalb sinnvoll, weil $(d\sigma(\theta)/d\Omega)$ hier generell ein relatives Maximum besitzt (folgt aus der Winkelabhängigkeit der Legendre-Polynome, s.Gl.(1)), und somit das Verhältnis Resonanz- / Untergrundamplitude maximal wird.

Die Systeme in Abb.1 unterscheiden sich in zwei wesentlichen Punkten voneinander: Zum einen ist die Abnahme des Wirkungsquerschnitts mit steigender Energie verschieden stark; so fällt $d\sigma(\theta)/d\Omega$ von $E_{\text{c.m.}}/V_{\text{Coul.}} = 1$ bis $E_{\text{c.m.}}/V_{\text{Coul.}} = 2.5$ bei $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ nur um etwa zwei, bei $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ dagegen um etwa vier Größenordnungen ab.

Zum zweiten weisen die Anregungsfunktionen ganz unterschiedliche Strukturen auf, wobei man die dargestellten Systeme in drei Typen klassifizieren kann: $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ zeigt sehr regelmäßige, ausgeprägte Grobstrukturen (Breite etwa 2.5 MeV), die man als 'shape'-Resonanzen auffassen kann und die sich z.B. durch Optische Potentiale - allerdings nur mit starker Oberflächentransparenz (s. z.B. CER70, MSS69) - gut wiedergeben lassen (Näheres dazu in 2.1.2.). Diese Grobstrukturen, die mit zunehmender Energie schwächer werden, sind in Systemen mit nicht abgeschlossenen Schalen gedämpft: Bei $^{16}\text{O} + ^{18}\text{O}$ noch deutlich sichtbar, tritt bei $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$ und $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ eine fast vollständige

Abb. 1

90° - Anregungs-
funktionen der
elastischen Streu-
ung, aufgetragen
als Funktion von
 $E_{c.m.}/V_{Coul.}$

Die Daten stammen

von:

$^{12}C + ^{12}C$ Reilly

et al. (RWG73),

$^{12}C + ^{16}O$ Malmin

et al. (MSS72),

$^{16}O + ^{16}O$ Maher et

al. (MSS69),

$^{16}O + ^{18}O$ Siemssen

et al. (SFR72),

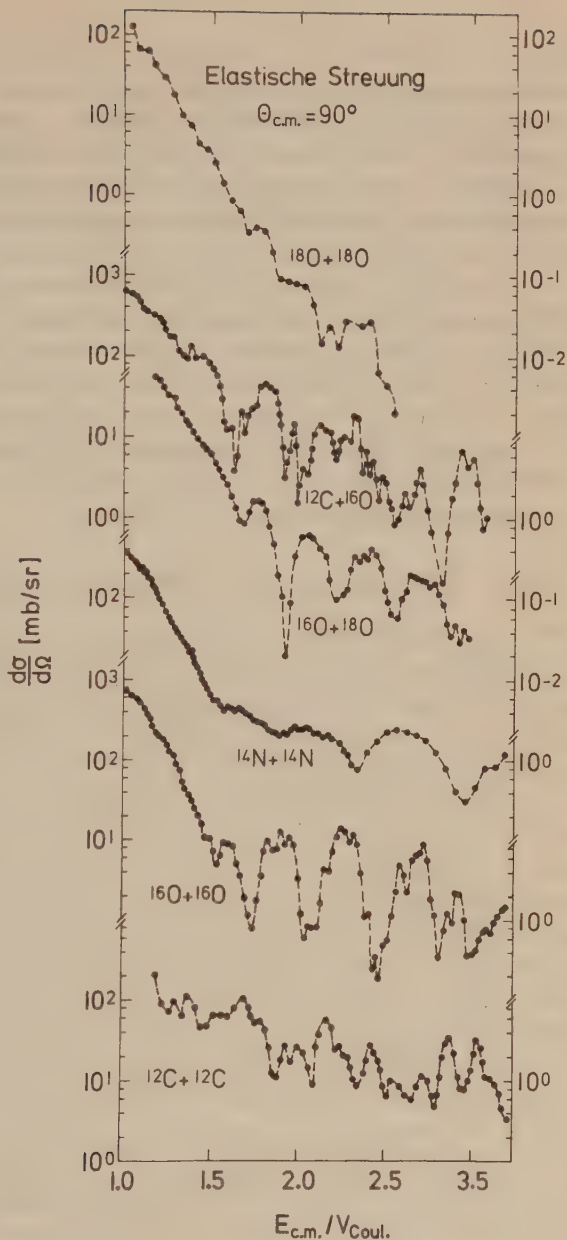
$^{18}O + ^{18}O$ Shaw et

al. (SVM70),

$^{14}N + ^{14}N$ Reilly

et al. (RWS73) und

Jacobson (JAC69)



dige 'Ausschmierung' der Strukturen ein. Ähnlich breite, systemabhängige Strukturen treten übrigens auch bei Fusionsmessungen in diesem Massenbereich auf (KGB79), jedoch können die hier beobachteten Maxima durch Überlagerung sehr vieler schärferer Strukturen in den verschiedenen Ausgangskanälen entstehen, sodaß beim direkten Vergleich mit elastischen Grobstrukturen Vorsicht geboten ist.

In $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ überlagern dagegen eindeutig noch feinere Strukturen (s. Abb. 1) die obengenannten shape-Resonanzen. Letztere sind aber auch hier noch signifikant, wie man z.B. bei $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ durch Mittelung der Wirkungsquerschnitte über etwa 1 MeV sehen kann (RWG73). Auf die intermediären Resonanzen wird erst in 2.2. näher eingegangen, im folgenden sollen zunächst nur die Bedingungen für die Beobachtbarkeit von Grobstrukturen interessieren.

2.1.2. Bedingungen für das Auftreten von Grobstrukturen

Für das Auftreten von Grobstrukturen stellt sich die Oberflächentransparenz des Potentials als entscheidende Voraussetzung heraus. Oberflächentransparenz bedeutet, daß beim Streuvorgang alle Partialwellen mit $L < L_{\text{graz}}$ stark absorbiert werden, sodaß nur eine einzige (oder nahezu eine einzige) Partialwelle, die zur Kernoberfläche korrespondiert, den Streuprozess bestimmt. Für diese Oberflächen-Partialwelle muß die Absorption gering sein, d.h. es darf nur wenige offene Kanäle geben, die diesen hohen Drehimpuls aus dem System wegtragen können. Ist diese Bedingung erfüllt, so wird jedes Maximum in der Anregungsfunktion gerade der optimalen 'Anpassung' einer Partialwelle bei einer bestimmten Energie entsprechen. Die Folge der mit steigender Energie beobachteten Grobstrukturen spiegelt dann gerade das 'Wirksamwerden' jeweils einer neuen Partialwelle L_{graz} wider. Bei Systemen mit identischen Teilchen im Eingangskanal sollte die Voraussetzung für die Dominanz nur einer Partialwelle bei einer Energie eher realisiert sein, da nur gerade L-Werte möglich sind. Am Beispiel $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ (keine Grobstrukturen, s. Abb. 1) wird jedoch deutlich, daß dies kein entscheidendes Kriterium

sein kann.

Die Bedeutung der Oberflächentransparenz für den Reaktionsmechanismus wird bei der Analyse der experimentellen Ergebnisse sichtbar: Zum ersten können die Wirkungsquerschnitte der elastischen Streuung, etwa von $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, nur durch Potentiale reproduziert werden (SFM70), deren Absorption an der Kernoberfläche steil abfällt. Dies kann auch in sog. Potentialen mit drehimpulsabhängiger Absorption explizit berücksichtigt werden (CER70). Zum zweiten können die Winkelverteilungen an den Resonanzstellen - wie schon in Kap.1 erwähnt - häufig durch ein einziges $P_1^2(\cos\Theta)$ wiedergegeben werden (GWC73).

Auch in schwereren Systemen wie $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ und $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ werden die beobachteten Strukturen in den Anregungsfunktionen sowie der starke Anstieg des Wirkungsquerschnitts unter Rückwärtswinkeln ($\Theta_{\text{c.m.}} = 120^\circ - 180^\circ$) der Oberflächentransparenz zugeschrieben (BLB78, OCD79).

In manchen Systemen wie $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ ist nun die Bedingung für Oberflächentransparenz offensichtlich nicht erfüllt, wie man aus dem glatten Verlauf der Anregungsfunktion sieht. In einem oberflächentransparenten System darf es, wie schon erwähnt, nur wenige offene Kanäle geben, die den Drehimpuls L_{graz} wegtragen können. Dafür kommen in erster Linie die inelastische Streuung und - wegen des großen Trägheitsmoments - Transferkanäle in Frage (detailliertere Untersuchung in 4.4.5.). Im Kern ^{16}O sind die Anregungsenergien der ersten Zustände (6.049 MeV (0^+) und 6.130 MeV (3^-)) jedoch relativ hoch, während etwa in ^{18}O der niedrigste Zustand schon bei 1.982 MeV (2^+) liegt und bis 6 MeV Anregungsenergie 9 weitere Niveaus folgen. Für die Streuung mit ^{18}O werden also sehr viel mehr 'drehimpuls-angepaßte' Kanäle offenstehen als für ^{16}O und demzufolge wird auch die Absorption aus dem elastischen Kanal viel stärker sein. Dies führt zu der in $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ experimentell beobachteten 'Verschmierung' der Maxima und Minima.

Vergleicht man die Streuung von ^{12}C an ^{20}Ne mit der von ^{16}O an ^{16}O , so wird bei einer gegebenen Einschußenergie der gleiche Compoundkern (^{32}S) bei ähnlicher Anregungsenergie und

annähernd gleichem Drehimpuls L_{graz} erreicht; trotzdem sind die in $^{12}\text{C} + ^{20}\text{Ne}$ beobachteten Strukturen weit schwächer (VWZ74).

Auch hier ist die Erklärung in der niedrigeren Anregungsenergie (1.634 MeV) der ersten kollektiven Zustände in ^{20}Ne zu suchen.

Allgemein wird man nicht-deformierte Kerne mit abgeschlossenen Schalen als 'günstig' für Oberflächentransparenz ansehen können, während zusätzliche Nukleonen in äußeren Schalen (wie bei ^{18}O) eher zur Anregung von niederenergetischen Zuständen und damit zu einer stärkeren Absorption von L_{graz} führen werden.

2.2. Intermediäre Strukturen - Experimente

Die Betrachtungen in 2.1. können zwar das Auftreten von Grobstrukturen plausibel machen; es ist jedoch offensichtlich, daß die in einigen Systemen beobachteten schärferen Strukturen (Breite einige hundert keV) einen komplexeren Reaktionsmechanismus erfordern. Darauf soll im folgenden eingegangen werden.

2.2.1. Ergebnisse bei $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

In Abb.2 wird ein Überblick über die bis jetzt gefundenen intermediären 'Resonanzen' in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ gegeben, wobei der Energiebereich auf $14 \text{ MeV} \leq E_{\text{c.m.}} \leq 32 \text{ MeV}$ beschränkt wurde. Für Abb.2 kann selbstverständlich keine Vollständigkeit in Anspruch genommen werden. Es ist zudem zu bedenken, daß die Prüfung von statistischen Einflüssen auf das Zustandekommen von Strukturen (s.Kap.1) gerade bei 'leichten' Ausgangskanälen nicht einfach ist. Infolgedessen ist die nicht-statistische Signifikanz aller in Abb.2 verzeichneten Resonanzen keineswegs sicher, wenngleich in vielen Fällen Fluktuations- und Korrelationsanalysen (für den α -Kanal siehe z.B. SSB74, GSR75) durchgeführt wurden.

Neben den intermediären Resonanzen sind in Abb.2 auch die breiten Strukturen ($\sim 2 \text{ MeV}$) in der inelastischen Streuung und der Fusion eingezeichnet, ihre Breiten sind durch Schraffierung gekennzeichnet. Bei einigen Resonanzen ist ihr (aus Winkelverteilungen ermittelter) Spin angegeben, in Fällen indirekter Zuordnung in Klammern.

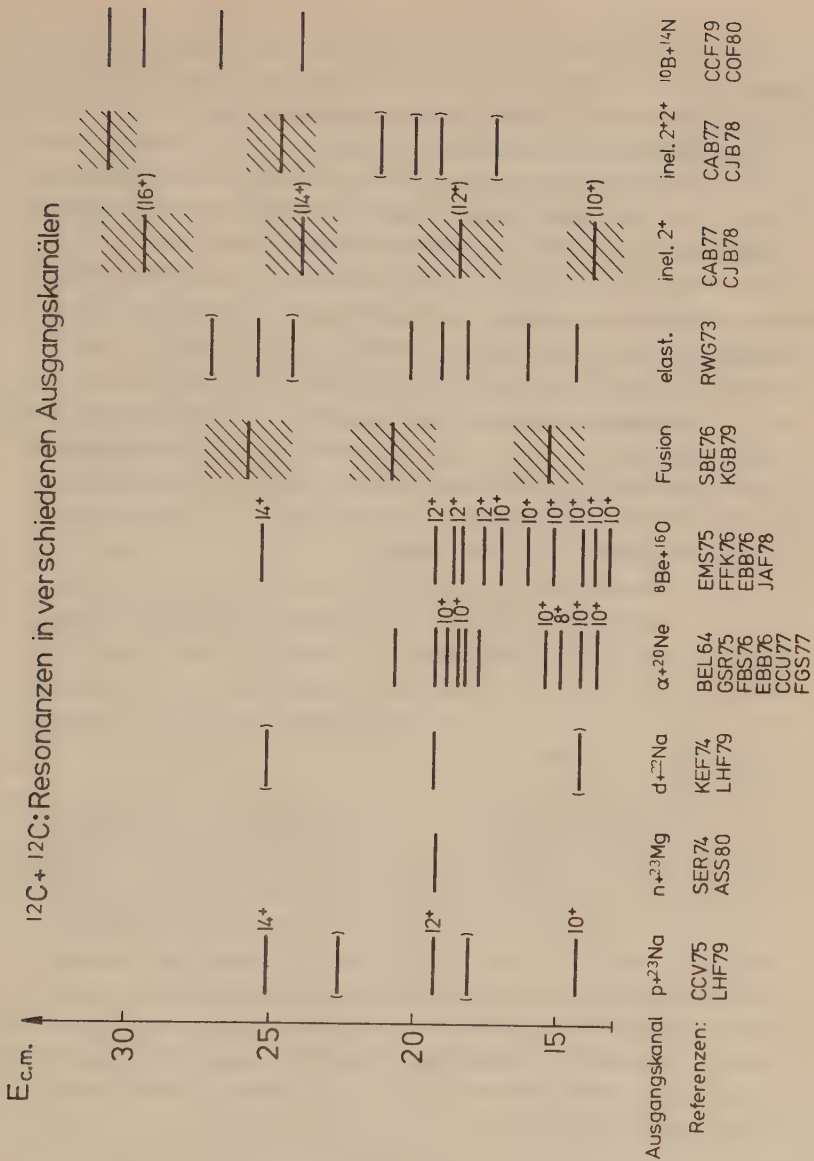


Abb.2 Resonanzen in verschiedenen Ausgangskanälen des Systems $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (siehe Text).

Einige charakteristische Punkte in Abb.2 sind bemerkenswert:

- (a) Um 19.3 MeV(c.m.) tritt die intermediäre Struktur nicht nur in der elastischen Streuung, sondern auch in einigen 'leichten' Ausgangskanälen (p,n,d) auf, während im α -Kanal an dieser Stelle von Greenwood et al. (GFS74) ein Minimum beobachtet wurde. Bei 14.3 MeV(c.m.) tritt der gleiche Effekt, wenn auch schwächer und nicht im n-Kanal (ASS80), auf.
- (b) Im α - und noch stärker im ^8Be - Kanal sind die Resonanzen gleichen Spins über einen größeren Energiebereich (z.B. in der Gegend um 19 MeV(c.m.)) verstreut, d.h. die Resonanz eines bestimmten Spins wird 'fragmentiert' beobachtet. Diese Fragmentierung ebenso wie kleinere Verschiebungen der Resonanzenergie von Kanal zu Kanal deuten auf komplexere Prozesse, evtl. unterschiedliche Kopplung an irgendwelche Zwischenzustände (s.2.3.), hin.
- (c) Die breiten Strukturen in der Fusions-Anregungsfunktion bei 15.5, 21 und 26 MeV(c.m.) scheinen die vielen verstreuten Maxima in den Ausgangskanälen bei einem Resonanzspin J zu umfassen, sie spiegeln also die 'Clusterung' der verschiedenen intermediären Strukturen um eine mittlere Energie (bei einem Spin J) wider.
- (d) Die Population bestimmter Restkernzustände ist stark selektiv, insbesondere im n-, p- und α -Kanal treten die Resonanzen nur bei wenigen, relativ hoch angeregten Zuständen auf. Im p-Kanal werden z.B. nach Cosman et al. (CCV75) bevorzugt höhere Mitglieder der Grundzustandsrotationsbande von ^{23}Na bevölkert. Aus Gründen der Drehimpulsanpassung ist zwar eine Selektivität von Hochspinzuständen zu erwarten; es ist aber schwierig, darüber hinaus eine spezielle Strukturabhängigkeit der stark bevölkerten Zustände (etwa Bevorzugung α -ähnlicher Zustände im Restkern ^{20}Ne (GSR75)) eindeutig zu belegen.
- (e) Die inelastischen Ausgangskanäle $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*(2^+)$ und $^{12}\text{C}^*(2^+) + ^{12}\text{C}^*(2^+)$ zeigen auf den ersten Blick ein ähnli-

ches Verhalten wie die Fusion: Breite Strukturen, die sich auch zu höheren Energien (hier nicht gezeigt) fortsetzen; die beiden energetisch niedrigsten Strukturen sind in viele kleinere Maxima aufgespalten. Bemerkenswert sind die großen Wirkungsquerschnitte von etwa 150 mb (2^+) und 70 mb ($2^+, 2^+$) an den Resonanzstellen, was darauf hindeutet, daß ein erheblicher Teil des Flusses aus dem Eingangskanal in diese beiden Kanäle geht (siehe 3.1.).

Die inelastische Streuung wird wegen ihrer besonderen Bedeutung für den gesamten Reaktionsprozeß in 2.3. und 3.1. noch eingehender behandelt.

- (f) Auch im $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N}$ - Kanal, bei dem im Gegensatz zu den meisten 'leichten' Reaktionskanälen Compoundkern-Beiträge keine starke Rolle spielen können, werden ausgeprägte Strukturen beobachtet. Diese sind in Art und Stärke mit denen der inelastischen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Streuung vergleichbar (um 30 MeV(c.m.) auch korreliert), auch wenn die Wirkungsquerschnitte infolge der geringeren Penetrabilität (CCF79) um rund zwei Größenordnungen unter denen der inelastischen Streuung liegen.

2.2.2. Molekulare Rotationsbanden

Ausgehend von den in der elastischen Streuung von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ und $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ beobachteten Grobstrukturen machten Arima et al. (ASM72) und unabhängig davon Rinat (RIN72) den Vorschlag, die Sequenz der auftretenden Resonanzen in der Form einer 'molekularen Rotationsbande'

$$E(J) = E_0 + \frac{\hbar^2}{2\Theta} J(J+1) \quad (4)$$

zu erklären, wobei $E(J)$ die Anregungsenergie im Compoundkern (z.B. ^{24}Mg) und Θ das Trägheitsmoment während einer angenommenen molekularen Rotation darstellt. Mithilfe von Potentials, die aus Streuexperimenten ermittelt wurden (RWG73), gelang es Arima et al., Resonanzenergien zu berechnen, die Gl. (4) genügen und mit den Maxima der Experimente übereinstimmen.

In Abb.3 ist diese 'Arima-Bande' für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ zusammen mit den in 2.2.1. genannten Resonanzen der einzelnen Ausgangskanäle

dargestellt. Während die Resonanzen einiger Kanäle (z.B. p, CCV75) sehr genau auf der elastischen Molekularbande von Arima

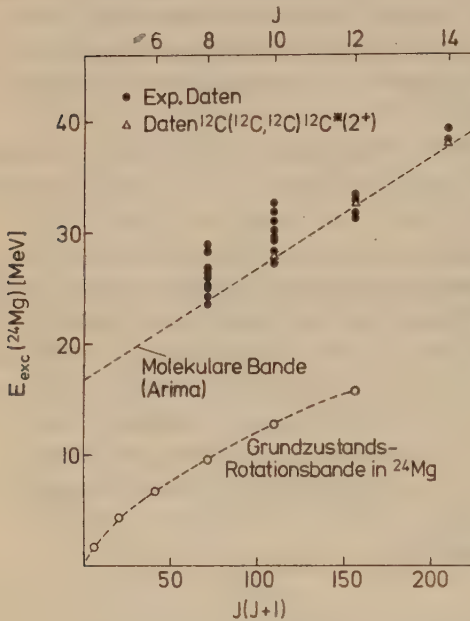


Abb.3 Molekulare Rotationsbande (Arima et al., ASM72) für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ im Vergleich mit den gefundenen intermediären Resonanzen (•) und den Mitgliedern der Grundzustandsrotationsbande in ^{24}Mg (o)

nicht stattfindet, ist ungeklärt.

Das Trägheitsmoment Θ_{exp} , das sich aus der Steigung der 'Arima-Bande' nach Gl. (4) ergibt ($\Theta_{\text{exp}} = 2.3 \cdot 10^{-42} \text{ MeV s}^2$), kann mit dem Trägheitsmoment Θ_{calc} verglichen werden, das aus der Annahme einer starren Rotation der beiden ^{12}C - Kerne umeinander folgt (CIP80):

liegen, sind die Resonanzenergien anderer Kanäle (insbesondere ^8Be) um die der Arima-Linie verstreut (bei den 10^+ - Resonanzen z.B. über 3.8 MeV, s. Abb.2). Man kann also von einer Art 'Clustering' der einzelnen experimentellen Resonanzen um die Arima-Linie sprechen. Da diese ja auf den Grobstrukturen der elastischen Streuung fußt, bedeutet das, daß offensichtlich eine Fragmentierung der elastischen Grobstruktur in eine Vielzahl schmalerer Resonanzen vorliegt. Warum diese Fragmentierung in einzelnen Kanälen stärker (α und ^8Be), in anderen jedoch gar

$$\Theta_{\text{calc.}} = 1.044 \cdot r_0^2 \left[\frac{2}{5} (A_1^{5/3} + A_2^{5/3}) + \frac{A_1 \cdot A_2}{(A_1 + A_2)} (A_1^{4/3} + A_2^{4/3})^2 \right] \quad (5)$$

Gl. (5) vereinfacht sich bei identischen Teilchen $A_1 = A_2 = A$

$$\text{zu: } \Theta_{\text{calc.}} = 1.044 \cdot r_0^2 \left[\frac{2}{5} (2 A^{5/3}) + \frac{A^2}{2A} (2 A^{4/3})^2 \right] = 1.044 \cdot r_0^2 \cdot \frac{14}{5} A^{5/3} \quad (6)$$

Mit $r_0 = 1.3 \text{ fm}$ ergibt sich für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ $\Theta_{\text{calc.}} \approx 3.1 \cdot 10^{-42} \text{ MeV s}^2$. Dieser Wert liegt etwa bei dem von Θ_{exp} (zur Abweichung $\Theta_{\text{exp}} - \Theta_{\text{calc}}$ siehe 4.4.4.), ebenso stimmt die Energie des Bandenkopfs $E(J=0)$ annähernd mit der Energie $E_{\text{th}}(J=0)$ überein, die man bei peripherer Berührung der beiden ^{12}C - Kerne (ohne relative Rotationsenergie) erwarten würde: $E_{\text{th}}(J=0) \approx V_{\text{Coul.}} + E_B$ ($E_B \approx$ Bindungsenergie von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$). Diese beiden 'Übereinstimmungen' stützen also die ursprüngliche Idee der molekularen Rotation von Bromley et al. (ABK60).

Dagegen ist - siehe Abb.3 - die Grundzustandsrotationsbande von ^{24}Mg energetisch deutlich von den 'molekularen' Resonanzen getrennt (zumindest bei niedriger Energie, zu höheren Energien hin ist die Extrapolation der ^{24}Mg -g.s.-Bande relativ

willkürlich). Es besteht also offensichtlich kein 'Überlapp' zwischen der Konfiguration der beobachteten Resonanzen und den Zuständen der Grundzustands-Rotationsbande in ^{24}Mg .

Die Lage der experimentellen Resonanzpunkte auf oder nahe der Rotationsbande stellt zunächst noch nichts Außergewöhnliches dar. Schon allein die sukzessive Dominanz einer jeweils neuen Oberflächen-Partialwelle (s.2.1.) erzeugt mit steigender Energie

eine Folge von 'Resonanzen', die sich in eine molekulare 'Rotationsbande' der Form von Gl. (4) einordnen lassen. Auf diese Weise wurde ja auch die Bande von Arima et al. berechnet. Eine Bande

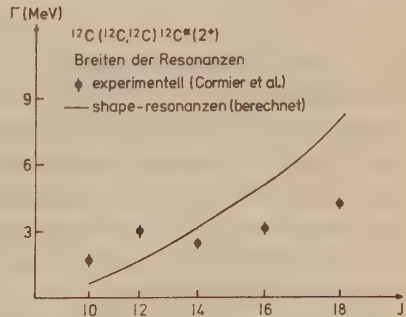


Abb.4 Vergleich von experimentellen und berechneten Resonanzbreiten für $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}^*(2^+)$ nach Cormier (COR78).

von lediglich aufeinanderfolgenden shape-Resonanzen müßte jedoch nach Breit-Wigner für alle Zerfallskanäle die gleiche Breite, nämlich die totale Breite zeigen; diese Breite sollte auch mit steigendem Resonanzspin kontinuierlich zunehmen. In Wirklichkeit haben aber die in Abb.3 dargestellten Resonanzpunkte eine sehr viel kleinere Breite, selbst die Breite der beobachteten Grobstrukturen der inelastischen Streuung bleibt über einen weiten Energiebereich nahezu konstant (s. Abb.4), sodaß das einfache Bild einer Folge von Breit-Wigner- oder shape-Resonanzen hier offensichtlich nicht ausreicht.

Schließlich sei noch die Frage gestellt, ob man nicht zwischen den einzelnen Zuständen der molekularen Rotationsbande - vorausgesetzt, ihre innere Struktur ist ähnlich - starke elektromagnetische Übergänge erwarten sollte (RIT79). Da diese Zustände ungebunden sind und daher in Teilchen zerfallen, ist eine experimentelle Beobachtung dieser Übergänge jedoch nicht möglich.

2.2.3. Direkte Beobachtung von molekularen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Resonanzen in ^{24}Mg

Interessant ist die Frage, ob man die molekularen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Resonanzen von Abb.3 nicht auch direkt in ^{24}Mg beobachten kann. Im Hinblick darauf wurde die Reaktion $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{24}\text{Mg}$ bei Energien von 62 bis 110 MeV(lab) (Lazzarini et al., LCS78) bzw. 145 MeV (Nagatani et al., NST79) untersucht. Beide Autoren konnten bei dieser Reaktion - nicht dagegen bei $^{13}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{25}\text{Mg}$ - in den α -Spektren die selektive Anregung von hochangeregten Niveaus in ^{24}Mg sehen, die natürlich nicht zur Grundzustands-Rotationsbande gehören. Die Energien dieser Zustände stimmen relativ gut mit den $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Resonanzenergien von Abb.3, etwa von $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{16}\text{O}$, überein. Auffallend ist insbesondere, daß man der Spinfolge der beobachteten diskreten α -Zustände (in Übereinstimmung mit den Resonanzen der $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Bande) nur gerade Werte 8^+ , 10^+ , 12^+ .. zuordnen kann, während die Reaktion $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, \alpha)^{24}\text{Mg}$ diese Selektivität zunächst nicht erfordert.

Diese Experimente scheinen also die reale Existenz hoch-

angeregter Zustände in ^{24}Mg zu bestätigen, die zu den beobachteten molekularen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ - Zuständen korrespondieren.

2.2.4. Resonanzen in $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$

Das System $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ wird wegen der Möglichkeit auch ungerader Partialwellen sowie der größeren Zahl anregbarer Zustände (sowohl in ^{12}C als auch in ^{16}O) ein im Vergleich zu $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ eher komplexeres 'Resonanzverhalten' erwarten lassen. Tatsächlich beobachtet man - ähnlich wie in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ - in verschiedenen Ausgangskanälen intermediäre Strukturen, die allerdings erst bei höheren Energien, nicht schon im Bereich der Coulombbarriere, einsetzen.

Um 19.7 MeV(c.m.) tritt - ähnlich wie bei 19.3 MeV(c.m.) in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ - eine Resonanzstruktur (Spin=14) mit einer Breite von etwa 300 keV auf, die im elastischen, p- , d- , n - und (geringer) im ^8Be - Kanal (MSS72, CSC72, SSS75, SEH75, EBB79, JAF79) beobachtet wird, während im α - Kanal die Anregungsfunktion hier ein Minimum (CSC72,SSS75) aufweist.

In anderen Energiebereichen ist die 'Clusterung' der Resonanzen gleichen Spins um eine mittlere Energie noch sehr viel weiter als in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. Es tritt - z.B. im ^8Be -Kanal (JAF79) - die unerwartete Situation auf, daß Resonanzen mit Spin J teilweise energetisch höher liegen als Resonanzen mit Spin J+1. Kann man diese Tatsache noch mit einer überaus starken Fragmentierung der ursprünglichen Grobstruktur erklären (siehe 2.3.), so erscheint es doch außergewöhnlich, daß bei 18.8 MeV(c.m.) von Eberhard et al. (EBB79) im ^8Be -Kanal eine Resonanz mit Spin=10⁺ gefunden wurde: Dieser Resonanzspin liegt um 4 $\hbar$ unter dem Drehimpuls der Oberflächenpartialwelle $L_{\text{graz}} \approx 14$. Nach der Vorstellung der Oberflächentransparenz (s.2.1.2.) sollte eine Partialwelle, die so deutlich kleiner als L_{graz} ist, vollständig absorbiert werden.

Ähnlich eigenartig ist die Situation in der inelastischen $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ -Streuung. Neben einer ausgeprägten Dublettstruktur der Resonanzen um 20, 22.5 und 26 MeV (MAP73,SDC78), die ähnlich in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ nicht beobachtet wird, treten Resonanzen in den verschie-

denen inelastischen Ausgangskanälen (z.B. $2^+(4.43 \text{ MeV})$ in ^{12}C und $3^-(6.13 \text{ MeV})$ in ^{16}O) keineswegs korreliert auf. So hat beispielsweise die $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*(2^+))^{16}\text{O}$ - Anregungsfunktion bei 19.7 MeV (c.m.) ein Minimum, während die elastische und die inelastische Streuung zum $3^-(6.13 \text{ MeV})$ - Zustand in ^{16}O hier ein Maximum besitzen. Winkelkorrelationsmessungen von Jachcinski et al. (JBB79) und Untersuchungen zur m-Population von Beene et al. (BDS80) haben zu Spinzustandungen für die einzelnen Resonanzen geführt, die ein ähnlich 'verwirrendes' Bild wie der ^8Be -Kanal bieten: Es ergeben sich folgende Resonanzenergien mit jeweiligem Spin: $19.7 \text{ MeV } (14^+)$, $20.5 \text{ MeV } (12^+)$, $22.0 \text{ MeV } (15^-)$, $22.6 \text{ MeV } (13^-)$ für den $3^-(6.13 \text{ MeV})$ - Ausgangskanal und $21.7 \text{ MeV } (12^+)$, $22.3 \text{ MeV } (12^+)$, $22.6 \text{ MeV } (16^+)$ im $2^+(4.43 \text{ MeV})$ - Kanal.

Bei der inelastischen Streuung sind zwar die verschiedenen Kopplungsmöglichkeiten zwischen Bahndrehimpuls und Spin des angeregten Teilchens zu berücksichtigen, jedoch läßt sich auch damit die 'seltsame' Spinfolge der Resonanzen kaum verstehen.

Die experimentellen Ergebnisse in den verschiedenen Ausgangskanälen machen es natürlich unmöglich, wie in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ eine einzige molekulare Rotationsbande zu finden, auf der oder in deren Nähe alle gefundenen Resonanzpunkte liegen. Von Resmini et al. (RSK77) wurde daher die Existenz von zwei energetisch deutlich getrennten, quasimolekularen Banden in ^{28}Si vorgeschlagen, doch stimmen weder die experimentellen inelastischen Resonanzen mit den angegebenen Banden überein, noch scheint die theoretische Basis für ein solches Modell ausreichend.

Zusammenfassend kann man feststellen, daß in $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ die Resonanzphänomene noch erheblich komplexer als in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ sind. Voll befriedigende Erklärungen des Resonanzmechanismus sind bis jetzt auch durch die in 2.3. vorgestellten Modelle nicht möglich.

2.2.5. Resonanzen in anderen Systemen

Für das Verständnis der Resonanzmechanismen ist es entscheidend, ob auch in anderen Systemen als $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$

intermediäre Strukturen beobachtet werden.

Das Interesse soll hier auf drei Fragen beschränkt werden:
Treten auch Resonanzen auf,

- (a) wenn im System Kohlenstoff + Kohlenstoff bzw. Kohlenstoff und Sauerstoff bei den Reaktionspartnern zusätzliche Neutronen in äußeren Schalen angelagert sind (^{13}C , ^{14}C , ^{17}O , ^{18}O) ?
- (b) wenn der gleiche Compoundkern wie bei $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ über einen anderen Eingangskanal gebildet wird (z.B. $^{14}\text{N}+^{14}\text{N}$ im Vergleich zu $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$) ?
- (c) wenn nicht ' α -ähnliche' Kerne am Reaktionsprozeß beteiligt sind ?

Experimentelle Ergebnisse zu (a) und (b) sind in Tab.1 zusammengefaßt, wobei nur Daten deutlich über der Coulombbarriere berücksichtigt sind: Während die Fusionsmessungen generell (evtl. mit Ausnahme von $^{13}\text{C}+^{16}\text{O}$) keine Strukturen zeigen, treten bei der Streuung und Transferreaktionen zum Teil sehr ausgeprägte Resonanzen auf (siehe vor allem $^{12}\text{C}+^{18}\text{O}$ und $^{14}\text{C}+^{16}\text{O}$). Es ist jedoch zu beachten, daß bei Systemen mit nur wenig unterschiedlichen Massen im Eingangskanal (wie $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ oder $^{14}\text{C}+^{16}\text{O}$) elastischer Transfer (oder direkter Nukleonen - Transfer zu anderen Kanälen) durch Interferenz mit dem direkten (nicht - Transfer) - Reaktionsanteil starke Strukturen, besonders unter kleinen und sehr großen Winkeln, erzeugen kann (OEB75).

Wenngleich offensichtlich auch Kerne ohne ' α -Struktur' im Prinzip zum Auftreten von intermediären Strukturen führen können (nach Tab.1), so ist es doch offen, ob nicht zumindest einer der Reaktionspartner eine α -ähnliche Struktur besitzen muß. Da die elastische Streuung von $^{10}\text{B} + ^{10}\text{B}$ (MSB78), $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$ (RWS73, JAC69) und $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ (SVM70) keine intermediären Resonanzen zeigt, ist das in dieser Arbeit (siehe Kap.4) untersuchte System $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ ein wichtiger Test dafür, ob die α - Substruktur von Kernen für das Auftreten von Resonanzen notwendig ist oder ob andere Parameter größere Bedeutung haben.

Tab. 1 Intermediäre Strukturen in Ausgangskanälen verschiedener Systeme

System	Elast. Streuung	Inelast. Streuung	Transferkanäle	Leichte Ausg.kan.	Fusion	Referenzen
$^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$	nein	(ja)	$^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$	p,n:nein(?)	nein	CTD79, DSS76, HGD75, HAA80, GMP68, KGB79
$^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$	nein(?)		$^{13}\text{C}+^{13}\text{C}$	nein	nein	HDH73, HAA80
$^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$		ja			nein	FKH80
$^{13}\text{C}+^{16}\text{O}$			$^{12}\text{C}+^{17}\text{O}(\text{?})$		(ja)	DKS73, CBV79
$^{14}\text{C}+^{16}\text{O}$			$^{12}\text{C}+^{18}\text{O}$		nein	EDF72, BBE77, HAA80
$^{12}\text{C}+^{17}\text{O}$	ja				nein	HEK78
$^{13}\text{C}+^{17}\text{O}$			$^{12}\text{C}+^{18}\text{O}$			HAA80
$^{12}\text{C}+^{18}\text{O}$	ja	ja	nein	α :ja (?) β :nein	nein	EDF72, WVE76, BBS77, FRH78
$^{14}\text{C}+^{18}\text{O}$					nein	EDF72
$^{10}\text{B}+^{14}\text{N}$	nein			α :ja(?) β :ja(?)		MHS77, HSI78
$^{14}\text{N}+^{14}\text{N}$	nein			α :nein	nein	MKG71, RWS73, SSW76

Die in Klammer gesetzten oder mit einem Fragezeichen versehenen Ergebnisse sind nicht völlig eindeutig.

2.3. Intermediäre Strukturen - Modelle

Die Vielzahl der vor allem in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ beobachteten intermediären Strukturen läßt auf einen komplexeren Reaktionsmechanismus schließen als den, der (s. 2.1.2.) zum Verständnis der Grobstrukturen erforderlich ist. Zur Erklärung wurde eine Reihe von Modellen vorgeschlagen, die zusätzliche Freiheitsgrade in das System bringen. Diese Vorstellungen sollen im folgenden behandelt werden.

2.3.1. Das Nogami - Imanishi - Modell

Das Nogami-Imanishi-Modell (IMA68, IMA69) wurde ursprünglich zur Erklärung der Resonanzen im Subcoulomb- und Coulombbereich vorgeschlagen, wo - mit einer modifizierten Version - die experimentellen Ergebnisse gut reproduziert werden konnten (CAF75). Später wurde das Modell auch auf höhere Energien ausgedehnt.

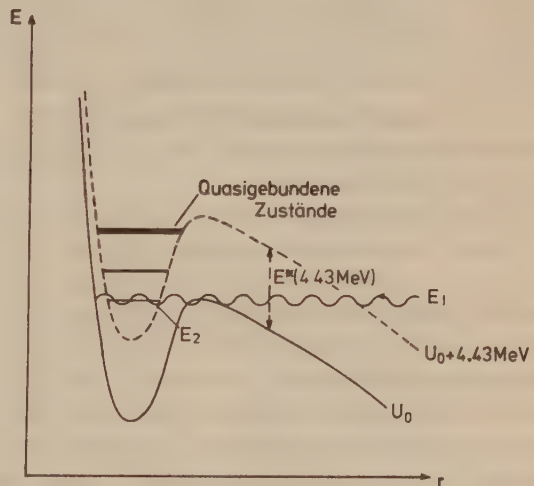


Abb.5 Schematische Darstellung des Nogami-Imanishi-Modells (nach IMA68, IMA69). Näheres s. Text.

Die Grundvorstellung ist in Abb.5 schematisch dargestellt: Das

einfallende Ion trifft mit der Energie E_1 auf das effektive Ion-Ion-Potential. Die Relativbewegung der beiden ^{12}C -Kerne koppelt

nun an die Anregung irgendeines inneren Freiheitsgrades des Systems, bei $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ konkret an den 2^+ (4.43 MeV)-Zustand in einem der beiden ^{12}C -Kerne. Dadurch wird ein Teil der kinetischen Energie temporär an die innere Anregung abgegeben, die relative Bewegung wird also verlangsamt und bei geeignetem Energie - 'matching' bildet sich ein langlebiger, quasigebundener Zustand E_2 im Wechselwirkungspotential. Wichtig für das Auftreten einer Resonanz ist also, daß die mögliche Anregungsenergie E^* (hier 4.43 MeV) gerade der Differenz zwischen der Einschußenergie E_1 und der Energie eines möglichen quasigebundenen Zustands E_2 entspricht.

Das Bild in Abb.5 ist insofern vereinfacht, als das Potential des quasigebundenen Zustands nicht unbedingt identisch mit dem ursprünglichen im Eingangskanal ist. Insbesondere kann der Spin des angeregten Zustands (2^+) auf verschiedene Weise mit dem Bahndrehimpuls koppeln, sodaß der Zentrifugalterm $\frac{L(L+1) \hbar^2}{2mr^2}$ im Potential verschiedene Form annehmen wird ($J=L-2$, $L, L+2$; $J \equiv$ Gesamtdrehimpuls = Bahndrehimpuls im Eingangskanal). Im Prinzip ist Kopplung der Relativbewegung in jeder dieser drei Konfigurationen möglich.

Ist nun einmal dieser quasimolekulare Zustand gebildet, so stehen dem System im Prinzip mehrere Ausgangskanäle offen: Bei niedrigen Energien (kleine L-Werte) ist der direkte Zerfall aus dem inelastischen Kanal unwahrscheinlich, da die Energie E_2 nicht ausreichen wird, die hohe Potentialbarriere zu überwinden. Bei höheren Einschußenergien (d.h. für größere Drehimpulse L) werden die 'Potentialmulden' immer kleiner, sodaß der direkte Zerfall kaum mehr behindert wird. Auch eine weitere Kopplung des quasimolekularen Zustands an andere, komplexere Konfigurationen (wie $\alpha + {}^{20}\text{Ne}$) mit dem Grenzfall der Bildung eines reinen Compoundkerns ist möglich (s.2.3.4.). Als alternativer Weg steht natürlich auch der 'Rückfall' in den elastischen Kanal zur Verfügung; durch die Kopplung zwischen Eingangskanal und den verschiedenen quasigebundenen Zuständen wird sich jedoch - abhängig von der Kopplungsstärke - eine Aufspaltung in mehrere schärfere

Strukturen ergeben.

Die Vorhersagen dieses Modells, insbesondere die zu erwartenden Breiten der Strukturen in den Ausgangskanälen, hängen stark von der Wahl des Potentials und der Kopplungsstärke ab, wobei die Breite vor allem von der Position von E_1 und E_2 relativ zur Potentialbarriere bestimmt wird.

Im System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wird der $2^+(4.43 \text{ MeV})$ -Zustand als Koppelpartner des Eingangskanals bevorzugt. Dies ist verständlich, da dieser Zustand stark kollektiv ist und ein großes Quadrupolmoment besitzt. Seine einfache Form der Anregung durch Veränderung der Oberflächengestalt des Kerns kann natürlich stark an die relative Bahnbewegung der beiden ^{12}C -Kerne koppeln. Das Modell von Cindro (CIN78), bei dem Vibrationsanregung an die Rotation der beiden ^{12}C -Kerne gekoppelt wird, führt folglich zu ähnlichen Ergebnissen wie das Imanishi-Modell. Auch die experimentell beobachteten großen Wirkungsquerschnitte im 2^+ -Ausgangskanal (siehe 3.1., CJB78) spiegeln die besondere Bedeutung dieses Zustands für den Reaktionsprozeß wider. Trotzdem sollte - gerade bei größeren Einschußenergien - auch die Kopplung an höhere Zustände wie den 3^- -Oktupol-Zustand bei 9.63 MeV oder den $4^+(14.1 \text{ MeV})$ -Zustand eine Rolle spielen. Auch die gleichzeitige Anregung beider ^{12}C -Kerne (zum 2^+ oder 4^+) kann bei höheren Energien nicht vernachlässigt werden.

Die Ausbildung eines quasimolekularen Zustands durch temporären Übergang in einen angeregten Zustand des Systems ist im Prinzip für alle Kombinationen von Target und Projektil möglich. Warum werden trotzdem nicht in allen Systemen intermediäre Resonanzen beobachtet? Bedingung dafür ist vor allem, daß der angeregte 'doorway'-Zustand (hier $2^+(4.43 \text{ MeV})$) relativ isoliert ist. Bei Vorhandensein vieler niedriger Anregungszustände wie in $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ steht eine große Zahl von Kopplungsmöglichkeiten an den Eingangskanal zur Verfügung; das muß zu einer Verschmierung möglicher starker resonanter Strukturen durch Überlagerung vieler einzelner Maxima führen. Auch eine große 'spreading width' (siehe 2.3.4.) des quasimolekularen Zustands wird sich in einer starken Dämpfung der Strukturen äußern.

2.3.2. Das Doppel-Resonanz-Modell

Das Doppel-Resonanz-Modell von Greiner und Scheid (SGL70, GRS71), das mit mikroskopischen Rechnungen begründet wurde (siehe 2.4.1.), unterscheidet sich vom Nogami-Imanishi-Modell hauptsächlich durch spezielle Bedingungen für die Energie im Eingangskanal: Bei Imanishi liegt die Einschußenergie E_1 relativ beliebig in der Nähe der Potentialbarriere (s. Abb.5), im Doppel-Resonanz-Modell dagegen wird für den Eingangskanal die Anregung einer virtuellen, d.h. 'ungebundenen' Resonanz vorausgesetzt. Diese entspricht den beobachteten 'shape'-Resonanzen (s. 2.2.). Dies ist schematisch in Abb.6 dargestellt.

An diesen virtuellen Zustand koppelt nun - ähnlich wie im Imanishi-Modell - ein kollektiver Zustand des Systems (E_4 in

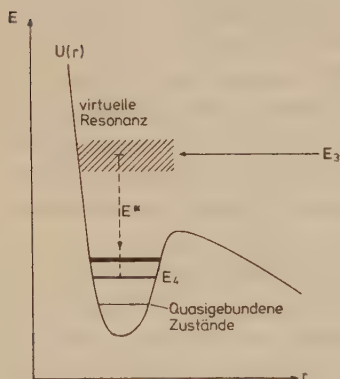


Abb.6 Schematische Darstellung des Doppel-Resonanz-Modells von Greiner und Scheid (SGL70, GRS71). Näheres s.Text

Abb.6). Dieser quasigebundene Zustand, der natürlich nicht stark gedämpft sein darf (geringe 'spreading width' in Compoundkernzustände), kann infolge der hohen Potentialbarriere nicht direkt angeregt und beobachtet werden. Es müssen also zwei 'matching'-Bedingungen gleichzeitig erfüllt sein: Zum einen muß die Einschußenergie E_3 zu einem virtuellen Zustand im Eingangskanal korrespondieren, zum anderen muß - wie bei Imanishi - die Energiedifferenz zwischen E_3 und einem quasigebundenen Zustand E_4 gerade einer möglichen Anregungsenergie eines der beiden Kerne entsprechen. Diese Bedingungen sind für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ besonders gut erfüllt, da die Anregungsenergie 4.43 MeV gerade der Differenz zwischen den Barriereenergien aufeinanderfolgender Partialwellen entspricht.

4.43 MeV gerade der Differenz zwischen den Barriereenergien aufeinanderfolgender Partialwellen entspricht.

Während der gleichzeitigen Anregung der virtuellen und quasigebundenen Resonanz befindet sich das System in einem relativ langlebigen, quasimolekularen Zustand. Dieser wird - sofern es nicht sehr viele Zerfallskanäle zum Compoundkern gibt (siehe 2.3.4. und 2.3.5.) - nicht gleich spalten, weil bei diesem Nuklearmolekül die Kernanziehung im Gleichgewicht mit der Zentrifugalkraft steht; man kann von einer Art von homöopolaren Bindung sprechen.

Auf der Basis dieses Modells wurde von Greiner et al. (GRS71) versucht, mithilfe von Coupled-Channel-Rechnungen (CC) die Anregungsfunktionen der elastischen und inelastischen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Streuung zu reproduzieren: Zwar werden zusätzliche Strukturen im Vergleich zu Rechnungen ohne Kopplung erzeugt, jedoch stimmen Position, Breite und Stärke der Maxima und Minima mit dem Experiment nicht besonders gut überein. Auch für $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ ist die Übereinstimmung Experiment/Rechnung nicht befriedigend. In beiden Systemen werden - im Widerspruch zu den Meßergebnissen - durch die CC-Rechnungen ab etwa 17 MeV(c.m.) nur noch sehr breite Strukturen in den Anregungsfunktionen vorhergesagt. Dies ist nach dem Modell eigentlich zu erwarten, da für höhere Partialwellen das Minimum im Potential, in dem sich quasigebundene Zustände ausbilden können, immer flacher wird, bis ab irgendeinem L-Wert überhaupt keine quasimolekularen Resonanzen mehr möglich sind. Der gleiche Einwand trifft natürlich auch auf das Imanishi-Modell zu. Bei höheren Energien werden also klar die Grenzen dieser beiden Vorstellungen sichtbar.

2.3.3. Das α -Cluster-Modell

Eine andere Möglichkeit, zusätzliche Freiheitsgrade in ein System wie $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ zu bringen, bietet das von Michaud und Vogt (MIV70) vorgeschlagene α -Cluster-Modell. Hinweise auf die mögliche Bedeutung von α -Clustern für das Auftreten von Resonanzen ergeben sich aus den experimentellen Ergebnissen: Einerseits werden intermediäre Strukturen am stärksten, wenn nicht ausschließlich, in Systemen beobachtet, die aus Kernen mit α -Sub-

struktur bestehen, andererseits wird bei $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ der α -Ausgangskanal stärker als statistisch zu erwarten angeregt, schließlich zeigt der ' α -ähnliche' ^8Be -Kanal eine besondere Vielzahl resonanter Strukturen.

Das α -Cluster-Modell geht davon aus, daß bei $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ einer der ^{12}C -Kerne in drei α -Teilchen dissoziiert, diese sich relativ zum verbleibenden ^{12}C -core bewegen und dabei intermediäre Zustände bilden, die zu resonanten Strukturen im Experiment korrespondieren. Bei sehr niedrigen Energien ist auch 'Tunneln' eines α -Teilchens durch die Barriere möglich, was eine Erklärung der zahlreichen beobachteten Strukturen im Sub-Coulomb-Bereich sein könnte.

Diese Vorstellung ist zwar "ästhetisch sehr reizvoll" (Taras, TAR78), jedoch konnten bis jetzt keine quantitativen Rechnungen durchgeführt werden. Abgesehen von der sehr allgemeinen Folgerung, daß die zusätzlichen Freiheitsgrade zu einer großen Anzahl resonanter Strukturen führen sollten, können nur einige qualitative Vorhersagen überprüft werden: Nach diesem Modell sollte die α -Cluster-Struktur (während des Reaktionsprozesses) in einer starken Selektivität in der Anregung der Restkerne zum Ausdruck kommen; sowohl in Reaktionskanälen wie bei der inelastischen Streuung sollten ' α -ähnliche', also z.B. 4p-4h-Quartett-Zustände besonders stark bevölkert werden.

In den α -Ausgangskanälen von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ konnte eine entsprechende Selektivität jedoch nicht festgestellt werden (siehe z.B. GSR75). Ein entscheidender 'Schlag' gegen das α -Cluster-Modell schien durch eine Messung von Sperr et al. (SHE76) geführt worden zu sein: Es stellte sich heraus, daß für die starke Resonanz in $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{16}\text{O}^*(6.1 \text{ MeV})$ bei 19.7 MeV(c.m.) nicht der 4p-4h-Zustand $0^+(6.05 \text{ MeV})$, sondern fast ausschließlich der kollektive $3^-(6.13 \text{ MeV})$ -Zustand verantwortlich ist. Nach neueren Messungen von Katori et al. (KFO78) zeigt jedoch auch der $0^+(6.05 \text{ MeV})$ - Zustand bei einer Reihe von Energien oberhalb 20 MeV starke resonante Strukturen, die nach Freeman et al. (FWP80) sogar mit $3^-(6.13 \text{ MeV})$ -Resonanzen korreliert sind. Auch die von Fulton et al. (FCH80) bei der inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -

Streuung zum α -ähnlichen 0^+ (7.64 MeV)-Zustand gefundenen Strukturen deuten darauf hin, daß α -Freiheitsgrade zwar nicht ausschließlich für das Zustandekommen intermediärer Resonanzen verantwortlich sind, aber doch dabei eine nicht unerhebliche Rolle spielen können.

Es ist durchaus denkbar, daß bei einem System in einem engen Energiebereich gleichzeitig verschiedene (intermediäre) 'doorway'-Zustände gebildet werden, die kollektiven und α -Freiheitsgraden entsprechen. Auch Übergänge von di-nuklearen Molekularzuständen zu α -Cluster-Konfigurationen während des Reaktionsprozesses sind nicht auszuschließen.

2.3.4. Das verallgemeinerte Doorway-Modell (Feshbach)

Feshbach (FES76) hat eine sehr allgemeine Vorstellung entwickelt, die alle in den Kap. 2.3.1. bis 2.3.3. erläuterten Modelle umfaßt. Danach hat - wie in Abb.7 schematisch dargestellt - die breite Resonanz des Eingangskanals die Funktion eines

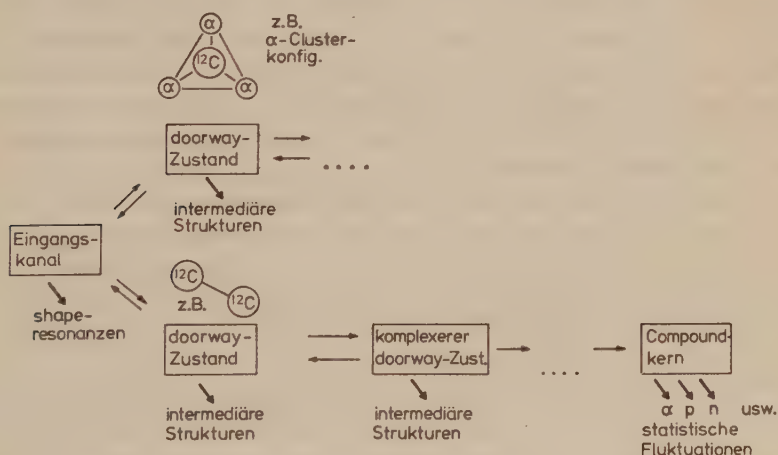


Abb.7 Schematische Darstellung des verallgemeinerten doorway-Modells von Feshbach (s.Text)

'doorway'-Zustands, der zu anderen Freiheitsgraden des Systems und damit zu zunehmend komplexeren Konfigurationen koppelt. Diese Freiheitsgrade sind spezielle Zustände mit längerer Lebensdauer, z.B. die quasigebundenen Zustände im Imanishi-Modell. Die Experimente (s. 2.3.3.) lassen vermuten, daß es für ein System offensichtlich nebeneinander mehrere solcher doorway-Zustände (z.B. kollektive und α -ähnliche Konfigurationen) gibt, die auch untereinander koppeln können. Die verschiedenen Kopplungsmechanismen zwischen den komplexen doorway-Zuständen untereinander (und zum Eingangskanal) werden zu einer Fragmentierung der ursprünglichen shape-Resonanz in schärfere Strukturen führen. Ist die Kopplungs-Wechselwirkung nicht zu stark, wird die Verschiebung der einzelnen intermediären Strukturen gegenüber der zugrundeliegenden Grobstruktur nicht wesentlich über deren Breite hinausgehen, sodaß sich als resultierender Effekt eine Clustierung der vielen einzelnen, schmalen Resonanzen um die Eingangskanal-shape-Resonanz ergibt. Dies wird experimentell bestätigt (s. 2.2., Abb.3).

Nach dem Modell muß die Summe der Breiten der einzelnen Resonanzen (für einen festen L-Wert) einen erheblichen Anteil der Einteilchenbreite ergeben, die für den molekularen (Eingangs-) doorway-Zustand erwartet wird. Summiert man z.B. über alle Breiten der in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ gefundenen 10^+ - Resonanzen, so erhält man mit 2.65 MeV tatsächlich einen Wert, der in etwa der Grobstrukturbreite entspricht.

Von fundamentaler Bedeutung für die Beobachtbarkeit der Resonanzen sind die 'escape'- und die 'spreading-width' des gebildeten doorway-Zustands. Erstere gibt den direkten Zerfall eines doorway-Zustands an (die natürliche Breite), durch sie wird die beobachtete Strukturbreite im jeweiligen Ausgangskanal (z.B. dem inelastischen) bestimmt.

Demgegenüber entspricht die 'spreading width' der Summe der Wahrscheinlichkeiten für Übergänge in spätere, komplexere Stufen der Reaktion mit dem Grenzfall der Compoundkernbildung. Ist die Kopplung zu Compoundkernzuständen - auch über mehrere Zwischen-doorway-Zustände - stark, die 'spreading width' zum

Compoundkern also groß, so werden die möglichen intermediären Strukturen weitgehend in einem Kontinuum vieler Zustände untergehen. Ist jedoch - bei einem System mit guten Rotator-Eigenschaften - die Zahl der komplexeren Zwischen- oder der Compoundkernzustände, die an den isolierten molekularen doorway-Zustand koppeln können, aus irgendwelchen Gründen reduziert, so werden die intermediären Strukturen deutlich beobachtbar bleiben.

Dieses sehr allgemeine Modell erklärt zwar umfassend viele der beobachteten Phänomene, quantitative Rechnungen sind aber schwierig. Es gab zwar Versuche, bezüglich der 19.3 MeV-Resonanz in $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},p)^{23}\text{Na}$ zu konkreten Aussagen zu kommen (CTD77), im allgemeinen ist jedoch die Vorhersage von Resonanzenergien oder der Selektivität bezüglich der Ausgangskanäle nicht möglich.

2.3.5. Bedingungen für die Beobachtbarkeit von intermediären Resonanzen

In diesem Kapitel sollen noch einmal die Kriterien zusammengefaßt werden, die nach den Modellen in 2.3.1. bis 2.3.4. für die Beobachtbarkeit intermediärer Resonanzen in einem System notwendig sind.

Das Problem kann in zwei Teilaspekte aufgeteilt werden:

- (a) Unter welchen Bedingungen bilden sich relativ langlebige, isolierte, quasimolekulare Zustände?
- (b) Unter welchen Umständen zerfallen diese doorway-Zustände so, daß intermediäre Strukturen in den Anregungsfunktionen beobachtet werden können?

(a) Die Anziehung an der nuklearen Peripherie muß stark genug sein. Isolierte, quasimolekulare Zustände können sich nur bilden, wenn die Bedingung für Oberflächentransparenz (s.2.1.2.) erfüllt ist. Es darf also nur wenige drehimpuls-'angepaßte' Kanäle geben, damit für eine Partialwelle (i.a. L_{graz}) die elastische Amplitude groß bleibt.

(b) Um diese quasimolekularen Zustände tatsächlich beobachten zu können, müssen sie (s.2.3.4.) bezüglich Energie und Drehimpuls

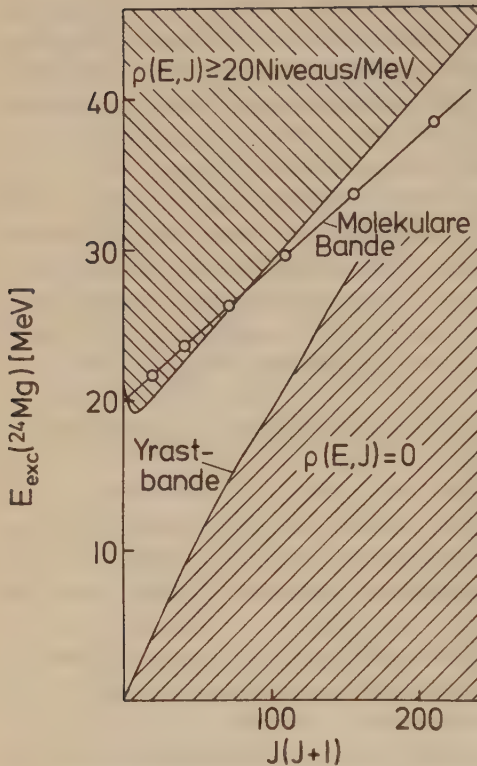


Abb.8 Molekulares Fenster in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (nach Fink et al., FSG72). Näheres s. Text.

etwa auf der Grenzlinie $\rho(E,J) = 20$ Niv./MeV; auch bei höheren Energien wird die Niveaudichte an den 'Resonanzstellen' nicht größer. In $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ dagegen ist die Niveaudichte $\rho(E,J)$ bei den Energien der Maxima der elastischen Anregungsfunktion etwa 20 mal so groß wie bei $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$.

Das bedeutet, daß für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ an den Stellen der quasimolekularen Rotationsbande die Möglichkeit für Zerfall in andere

in einem Gebiet liegen, in dem die Möglichkeiten für Zerfall in andere Kanäle vergleichsweise gering sind. Diese Idee des 'molekularen Fensters' - erstmals von Fink et al. (FSG72) entwickelt - ist für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ schematisch in Abb. 8 dargestellt. Dort sind neben der Yrast-Bande in ^{24}Mg die gefundenen (bzw. nach Arima (siehe 2.2.2.) berechneten) molekularen Resonanzen eingezeichnet. Unterhalb der Yrast-Bande ist die Niveaudichte $\rho(E,J)$ natürlich Null, oberhalb von ihr steigt sie stark an; das in Abb.8 obere schraffierte Gebiet bedeutet, daß hier $\rho(E,J)$ größer als 20 Niveaus pro MeV beträgt. Die 'Arima-Bande' bewegt sich

Kanäle bzw. in den Compoundkern stark eingeschränkt ist, während für $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ sehr viele solcher Übergangsmöglichkeiten bestehen. Dies wird hier die Beobachtung einzelner starker, intermediärer Strukturen verhindern.

Ein wichtiger Faktor für die Lage der Molekularbande eines Systems in Hinsicht auf die Niveaudichte ist die Bindungsenergie der beiden Kerne bezogen auf den Compoundkern (Q-Wert). Systeme, bei denen dieser Q-Wert sehr groß ist, bei denen also die Anregungsenergie im Compoundkern bei einer gewählten Einschußenergie besonders hoch ist, werden in Gebieten hoher Niveaudichte (und damit hoher Absorption) liegen. Dieser Parameter sollte Kerne für intermediäre Strukturen besonders bevorzugen, die formal aus α -Clustern aufgebaut sind, da bei ihnen die Bindungsenergie i.a. klein ist.

Hanson et al. (HSE74) haben für eine große Zahl von Systemen die Niveaudichte ϱ und die Zahl der offenen Ausgangskanäle N_{eff} im Verhältnis zu den Werten bei $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ berechnet: Die niedrigsten Werte für ϱ, N_{eff} (für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ $\varrho/N_{\text{eff}} = 1/1$ gesetzt) ergeben sich für $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ (3.8/3.9), $^9\text{Be}+^{12}\text{C}$ (3.3/7) und $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ (7.1/13), während sie z.B. für $^{10}\text{B}+^{14}\text{N}$ (100/350), $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ (22/34), $^{14}\text{N}+^{14}\text{N}$ (110/300) und $^{12}\text{C}+^{18}\text{O}$ (130/340) betragen. Mit diesen Ergebnissen ist das Ausbleiben intermediärer Strukturen in vielen Systemen (wie $^{14}\text{N}+^{14}\text{N}$) verständlich. Die besten 'Kandidaten' für intermediäre Resonanzen wären (neben $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$) nach ϱ und N_{eff} vor allem $^9\text{Be}+^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$. Lange galt die Nichtbeobachtung resonanter Strukturen in diesen Systemen als Widerspruch gegen obige Vorstellung, doch zeigen neuere Messungen ($^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$ s.Tab.1, $^9\text{Be}+^{12}\text{C}$: MFR78) eine mögliche Evidenz von Resonanzen. Trotzdem ist es offen, ob nicht doch noch andere Parameter wie etwa α -Cluster-Struktur in Betracht zu ziehen sind.

2.3.6. Das Band-Crossing-Modell

Eine Erweiterung und Konkretisierung der Vorstellungen von Imanishi (2.3.1.) und Greiner (2.3.2.) stellt das von Abe

(ABE75,AKM78) entwickelte Band-Crossing-Modell dar, das für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ auch definierte Aussagen über die zu erwartende Position von Resonanzen gestattet. Ausgangspunkt ist die Kopplung eines kollektiven, quasigebundenen Zustands (bei $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ konkret des 2^+ (4.43 MeV)) an eine shape-Resonanz im Eingangskanal. So wie man die elastischen molekularen Resonanzen - im Sinne Arimas - in einem $E^*(^{24}\text{Mg})$ gegen $J(J+1)$ - Diagramm auf einer Linie, der elastischen Molekularbande, anordnen kann, so ist es auch möglich, für die quasigebundenen Resonanzzustände des 2^+ eine entsprechende Bande anzugeben. Nun existieren aber wegen der unterschiedlichen Kopplungsmöglichkeiten von Spin I (2^+) und Bahndrehimpuls L zum Gesamtspin J nicht nur eine, sondern mehrere solcher Banden, deren allgemeine Form lautet:

$$E_J(L, I) = \frac{\hbar^2}{2\Theta_m} L(L+1) + E_O + \epsilon_I \quad (7)$$

E_O = 'Bandenkopf der jeweiligen Bande

ϵ_I = Anregungsenergie des betreff. angeregten Zustands

I Spin " " " "

Θ_m = Trägheitsmoment der molekularen Rotationsbewegung

Unter Berücksichtigung von Paritäts- und Drehimpulserhaltung sind die Kopplungen $J=L-2, L, L+2$ möglich, sodaß die einzelnen Banden nach (7) lauten:

$$\text{Elast. Molekularbande: } E_J(J, 0) = \frac{\hbar^2}{2\Theta_m} J(J+1) + E_O \quad (8)$$

Inelast. Banden:

$$J=L-2 \quad E_J(J+2, 2) = \frac{\hbar^2}{2\Theta_m} (J+2)(J+3) + E_O + 4.43 \quad (9)$$

$$J=L \quad E_J(J, 2) = \frac{\hbar^2}{2\Theta_m} J(J+1) + E_O + 4.43 \quad (10)$$

$$J=L+2 \quad E_J(J-2, 2) = \frac{\hbar^2}{2\Theta_m} (J-1)(J-2) + E_O + 4.43 \quad (11)$$

Diese Banden sind in Abb.9 dargestellt (wobei hier $\Theta_m(\text{el.}) = \Theta_m(\text{inel.})$, siehe unten).

Nach Abe tritt an den Stellen, an denen die elastische Molekularbande eine der inelastischen Banden kreuzt, eine starke

Kopplung zwischen beiden Banden, d.h. ein starker Überlapp zwischen den Wellenfunktionen der beiden Konfigurationen auf. Diese Kopplung wird zu einer gegenseitigen Beeinflussung, d.h. konkret zu einer Aufspaltung der Maxima der Anregungsfunktionen in feinere Strukturen führen. In Abb.9 sieht man, daß nur die $J=L+2$ - Bande (die 'alignte' Konfiguration, bei der Spin und Bahndrehimpuls parallel stehen) zu einem Schnittpunkt mit der elastischen Bande führt. Dieser Schnittpunkt liegt bei einem Gesamtdrehimpuls J zwischen

10 und 12 und einer Energie(c.m.) von etwa 17 bis 18 MeV, also in der Nähe der experimentell beobachteten starken 19.3 MeV (12^+)-Resonanz.

Im Prinzip gibt es zwei verschiedene Möglichkeiten, die Form der inelastischen Banden zu bestimmen. Die erste, mehr phänomenologische und in Abb.9 angewandte Methode besteht darin, von der experimentell gesicherten elastischen Molekularbande auszugehen und mit gleichem Trägheitsmoment Θ_m formal nach Gl. (5) die anderen Banden zu berechnen. Dieses Verfahren ist jedoch problematisch: Es ist durchaus

denkbar, daß die durch inelastische Anregung veränderte Oberflächenform des Kerns zu einem anderen, wahrscheinlich größeren

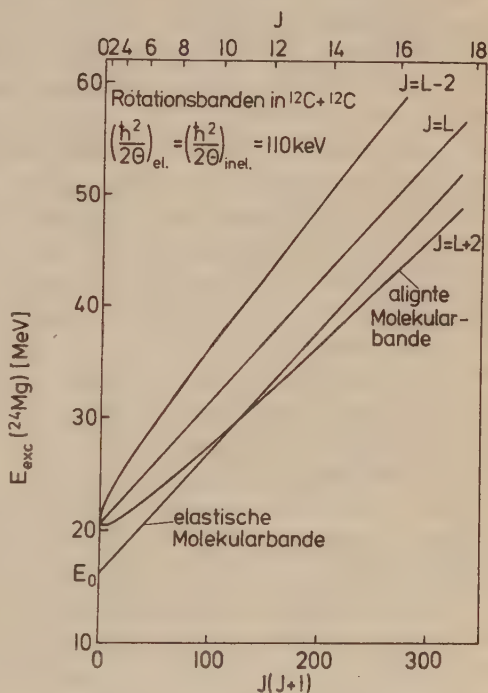


Abb.9 Molekulare Rotationsbanden in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ nach Gl. (8) bis (11)

Trägheitsmoment führt. Rechnungen von Abe (in EBW78 gezeigt) mit einem $\Theta_m(\text{inel.}) = 1.47 \cdot \Theta_m(\text{elast.})$ führen dann auch zu völlig anderen Kreuzungspunkten der verschiedenen Banden (s.3.4.3.), die 'aligned' Bande verliert ihre dominierende Stellung bei der Resonanzzerklärung.

Außerdem kann keineswegs sicher davon ausgegangen werden, daß das Trägheitsmoment über den gesamten Bandenbereich konstant bleibt. Es ist nicht auszuschließen, daß der Übergang zu schnellerer Rotation (hoher Drehimpuls J) - analog zum Backbending-Effekt - zu einer Änderung von Θ_m führt.

Einen anderen Weg schlagen Abe et al. ein: Sie berechnen die elastischen und inelastischen Resonanzstellen mithilfe geeigneter Potentiale, wobei Kopplungsstärke, Absorption, Realpotential und Bandenkopf E_0 letztlich als freie Parameter dienen, mit deren Hilfe ein korrekter Banden-Kreuzungspunkt bei 19.3 MeV produziert wird. CC-Rechnungen von Abe ergeben - wie zu erwarten - deutliche Aufspaltungen der ursprünglichen breiten Maxima, jedoch stimmen Linienform, Position der Strukturen sowie das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte bei den Maxima und Minima nicht sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen überein.

In dieses Modell lassen sich auch beliebige andere angeregte Zustände des Systems miteinbeziehen, bei $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ insbesondere auch die $2^+(4.43 \text{ MeV})$ -Anregung in beiden Kernen. Es ergibt sich dabei ein Kreuzungspunkt der $J=L+4$ - Bande mit der elastischen Molekularbande bei $J=14$ und $E_{\text{c.m.}} \approx 25 \text{ MeV}$, was zu weiteren Fragmentierungen in den Anregungsfunktionen zu höheren Energien hin führt. Auch bei $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ (MAK78) kann man die verschiedenen Zustände sowohl in ^{12}C als auch in ^{16}O berücksichtigen und erhält so eine Reihe von Kreuzungspunkten zwischen $J=12$ und 15, die in CC-Rechnungen zu einer qualitativ guten Reproduzierung gerade der bei 20 und 22 MeV beobachteten 'Dübellets' (SDC78) führen.

Trotzdem gibt es einige ernste Einwände gegen dieses Modell: Zum einen ist es schwierig, niederenergetischere Resonanzen - etwa im Bereich der Coulombbarriere - zu beschreiben, da sich Kreuzungspunkte der Banden und damit Kopplungsmöglichkeiten

ten erst ab $J \approx 10$ ergeben. Zum zweiten sind die in $^{16}\text{O}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{16}\text{O}^*(0^+, 6.05 \text{ MeV})$ beobachteten starken Strukturen (KFO78) überhaupt nicht erklärbar, da jede inelastische 0^+ -Bande in diesem Modell immer - um die Anregungsenergie ε_I verschoben - parallel zur elastischen Bande verläuft, was Kopplungsmöglichkeiten generell ausschließt.

2.4. Mikroskopische Rechnungen

Zum Abschluß dieses Kapitels sei noch kurz auf einige mikroskopische Ansätze eingegangen, die - teilweise - eine theoretische Fundierung der in 2.3. genannten Modelle liefern.

2.4.1. Das Zwei-Zentren-Schalenmodell

Das Zwei-Zentren-Schalenmodell (TCSM) - zuerst von Greiner et al. vorgeschlagen (s. GRS71, CHM78) - geht davon aus, daß zunächst die Kerne, noch weit voneinander getrennt, eine ungestörte Schalenstruktur besitzen. Nähern sie sich und kommt es zur Kollision, so sind zwei Extrema in der Behandlung der Zeitabhängigkeit des Vorgangs möglich: (a) die 'sudden approximation', bei der sich nur die Dichten der Kerne reversibel überlappen, ohne daß ihre innere Struktur wesentlich geändert wird, und (b) die adiabatische Approximation, bei der die Schalenstruktur der individuellen Kerne zerstört wird und sich für jeden Abstand der Kernzentren neue Schalenkonfigurationen herausbilden.

Vergleicht man die Reaktionszeit mit der Bewegung der einzelnen Nukleonen im Kern, so muß man annehmen, daß die 'Wirklichkeit' zwischen diesen beiden extremen Annahmen liegt.

Für die 'sudden approximation' wurde von Greiner ein erweitertes liquid-drop-Modell mit Schalenkorrekturen benutzt. Es ergeben sich unterschiedliche Nukleonendichten in Abhängigkeit vom Abstand der Kerne, wobei im Bereich der Überlappung der beiden ^{12}C -Kerne die Dichte deutlich ansteigt. Rechnungen (zu $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$) können allerdings nur den generellen Trend der experimentellen Ergebnisse, nicht aber feinere Strukturen wiedergeben.

Die lange Lebensdauer der quasimolekularen Zustände (z.B. nach dem Doppel-Resonanz-Modell) deutet darauf hin, daß man auch adiabatische Prozesse nicht vernachlässigen darf. Diese werden im eigentlichen TCSM explizit behandelt: Wie schon erwähnt, tritt während des Reaktionsprozesses eine ständige Neuordnung

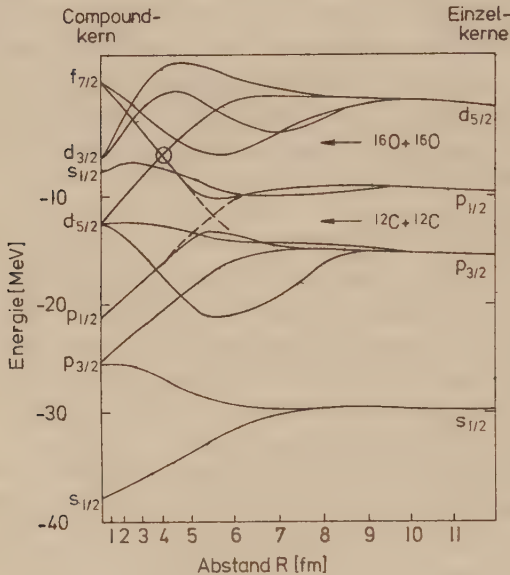


Abb.10 Zwei-Zentren-Schalen-Modell (nach Chandra et al., CHM78): Änderung der Schalenstruktur von zwei sich aufeinander zubewegenden Kernen in Abhängigkeit von ihrem Abstand. Im Bereich von 5-6 fm ($^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$) bzw. 4-5 fm ($^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$) bilden sich relativ stabile Konfigurationen heraus, die den weiteren Übergang zum Compoundkern verhindern.

der inneren Struktur der Kerne ein; bei jedem Abstand der Kernzentren ist die veränderte Schalenstruktur neu zu berechnen, bis sich im Grenzfall die Schalenkonfiguration des Compoundkerns ergibt. Wie aus Abb. 10 (nach CHM78) zu erkennen ist, treten jedoch bei etwa 5 fm tatsächliche oder verhinderte Kreuzungspunkte von Schalenniveaus auf. Letztere sind nach Park et al. (PGS80) als gegenseitige Abstoßung von Nukleonen mit teilweise gleichen Quantenzahlen zu verstehen. An diesem Kreuzungspunkt entsteht für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ eine molekulare Konfiguration relativer Stabilität, die - wie in Abb.10 zu sehen - durch Nukleonenübergang von der $p_{3/2}$ - Schale

in die $p_{1/2}$ - Schale gewährleistet wird. Diesen ph - Zustand kann

man als Hauptkomponente des 2^+ (4.43 MeV)-Zustands sehen, sodaß hier in gewisser Weise die Vorstellung von Imanishi bestätigt wird.

Aus den einzelnen Schalenniveaus läßt sich für jeden Abstand R ein Potential berechnen. Für den Fall $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ergibt sich bei $R = 4.5 - 5$ fm ein ausgeprägtes Minimum, das den weiteren Übergang zu kleineren Radien, d.h. zur Compoundkern-Konfiguration, stark behindert. Dieses Minimum liegt für $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ bei vergleichsweise geringer Anregungsenergie (im Vergleich zur Coulombbarriere), woraus Chandra et al. die Nichtbeobachtbarkeit der Molekülzustände in diesem System folgern. Bei $^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$ kommt überhaupt kein Minimum für das Potential zustande.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß das TCSM die einfachen Modelle von Imanishi, Greiner und Feshbach untermauert, wobei im Doppel-Resonanz-Modell die virtuelle Resonanz zur 'sudden approximation' und die quasigebundenen Zustände zur adiabatischen Approximation korrespondieren.

2.4.2. Die Generator-Koordinaten-Methode

Baye und Heenen (HEB79,BHL78) haben die mikroskopische R-Matrix-Methode benutzt, um mithilfe der Generator-Koordinaten-Methode - voll antisymmetrisierte - Wellenfunktionen von Systemen wie $^{14}\text{C}+^{16}\text{O}$ und $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ zu berechnen. Es ergeben sich - stark paritätsabhängige - effektive Kern-Kern-Potentiale, die allerdings, im Gegensatz etwa zum Band-Crossing-Modell, für den elastischen Kanal und inelastische Anregung unterschiedlich sind. Aus diesen Potentialen lassen sich in einem E^* (Comp.kern) gegen $J(J+1)$ - Diagramm Rotationsbanden mit zu erwartenden Resonanzen ableiten; im Fall von $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ ergeben sich je zwei energetisch deutlich getrennte Banden positiver und negativer Parität.

Diese Resonanzen können jeweils in den Ausgangskanälen mit der niedrigsten effektiven Potentialbarriere gesehen werden. Nach den Barriere-Rechnungen von Baye und Heenen stellt sich heraus, daß ein möglichst niedriger Wert von ϵ_I/I ($\epsilon_I \equiv$ Anregungs-

energie eines Zustands mit Spin I) und eine große reduzierte Masse des Systems die Beobachtung resonanter Strukturen favorisieren. Dabei ist - ähnlich wie bei den Ergebnissen von Abe et al. (2.3.6.) - die alignte Konfiguration der inelastischen Anregung vorausgesetzt. Für das System $^{14}\text{C}+^{16}\text{O}$ werden besonders starke Resonanzen in den Ausgangskanälen $^{14}\text{C}+^{16}\text{O}^*(3^-, 6.13 \text{ MeV})$, $^{14}\text{C}^*(3^-, 6.73 \text{ MeV})+^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C}+^{18}\text{O}^*(2^+, 1.98 \text{ MeV})$ und $^{12}\text{C}+^{18}\text{O}^*(4^+, 3.56 \text{ MeV})$ vorhergesagt.

Wegen ihres günstigen ϵ_I/I - Werts sollten nach Baye die Systeme $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$, $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{14}\text{C}+^{16}\text{O}$ bevorzugte Kandidaten für die Beobachtung resonanter Strukturen sein. Die experimentelle Untersuchung des Systems $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ in dieser Arbeit (s.Kap.4) stellt demnach einen interessanten Test für die Vorhersagen dieses Modells dar.

2.4.3. Faltungsmodelle

Tanimura (TAN78, TAN80) hat die Methode des Faltungsmodells benutzt, um für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (und $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$) Potentiale zu berechnen, aus denen sich resonante Strukturen in verschiedenen Ausgangskanälen ableiten lassen. Er geht davon aus, daß die innere Struktur im elastischen Kanal zunächst ungestört bleibt, jedoch Grund- und angeregte Zustände sich während der Kollision durch Kopplungswechselwirkung mischen; diese Kopplung wird bei $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ durch den Faltungsmechanismus $^{12}\text{C}(0^+)+^{12}\text{C}(0^+)$, $^{12}\text{C}(0^+)+^{12}\text{C}^*(2^+)$ und $^{12}\text{C}^*(2^+)+^{12}\text{C}^*(2^+)$ abgeleitet. Die sich ergebenden Potentiale stimmen gut mit den im Doppel-Resonanz-Modell verwendeten überein, während sich starke Differenzen zum Band-Crossing-Modell ergeben.

Interessant im Sinne der Problemstellung dieser Arbeit (siehe Kap.3) ist vor allem das Ergebnis Tanimuras, daß bei der Kopplung des $2^+(4.43 \text{ MeV})$ -Zustands an den Grundzustand in ^{12}C die 'alignte' Komponente ($J=L+2$) für die Resonanzbildung bei weitem am bedeutendsten ist, ohne daß jedoch die anderen Konfigurationen völlig vernachlässigt werden dürfen. Im Gegensatz dazu ist bei der gleichzeitigen Anregung beider $^{12}\text{-Kerne}$ keine

Dominanz einer bestimmten Kopplungsausrichtung zu verzeichnen.

2.4.4. Zeitabhängige Hartree-Fock-Rechnungen

Abschließend seien die zeitabhängigen Hartree-Fock-Rechnungen erwähnt, die Maruhn und Cusson (MAC76) für das System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ über einen weiten Energiebereich ($8 \text{ MeV} \leq E_{\text{c.m.}} \leq 36 \text{ MeV}$) durchgeführt haben. Sie erhalten - ohne daß hier auf Details der Rechnungen eingegangen werden soll - Dichteverteilungen der Protonen und Neutronen in Abhängigkeit von einer Zeitskala, die bei einem gewissen Abstand der beiden ^{12}C -Kerne vor Ablauf der Reaktion beginnt. Die Dichteverteilungen zeigen - mit periodischen Schwankungen - einen Zustand erhöhter Dichte im Abstand 4-5 fm zum Zentrum eines Kerns und ein relatives Dichtetal zu kleineren Abständen hin. Diese Art von Nukleonenverteilung entspricht gerade dem Bild einer molekularen Konfiguration. Die in den vorhergehenden Kapiteln schon oft genannte Vorstellung von molekularen Rotationen wird also durch diese mikroskopischen Rechnungen unterstützt.

3. Spin-alignment in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

3.1 Motivation der Experimente

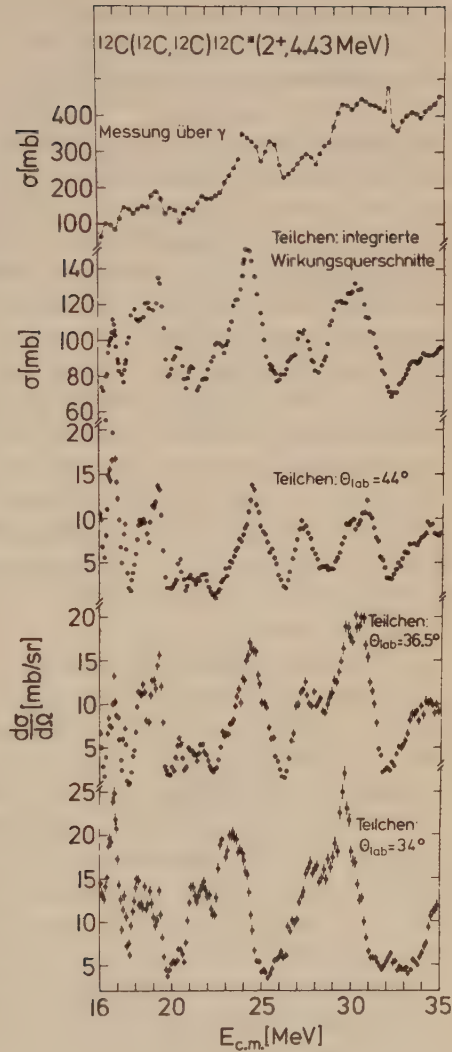
Eine Reihe der in Kap. 2 genannten Modelle schreibt dem 2^+ - Zustand bei 4.43 MeV eine entscheidende Rolle für das Zustandekommen von Resonanzen im System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ zu. Es ist deshalb im Hinblick auf diese Strukturen besonders interessant, die inelastische Streuung zu diesem Zustand direkt zu untersuchen. Aus diesem Grund wurden von Cormier et al. (CAB77,CJB78) die Anregungsfunktionen für die einfach und doppelt (unter 'doppelt' sei im folgenden immer die gleichzeitige Anregung beider Kerne verstanden) inelastische $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Streuung von etwa 15 bis 45 MeV(c.m.) mit einer Schrittweite von maximal 250 keV(c.m.) gemessen. Emling et al. (ENP73) und Wieland et al. (WGC73) hatten vorher bereits ähnliche, wenngleich weniger umfassende Experimente durchgeführt.

In Abb. 11 ist ein Teil der Ergebnisse von Cormier et al. (nur einfache 2^+ - Anregung) dargestellt. Sowohl die Teilchen- wie die γ -Messungen zeigen übereinstimmend breite, stark ausgeprägte Strukturen, wobei zu niedrigerer Energie hin die Grobstrukturen erheblich in feinere, intermediäre Strukturen aufgespalten sind. Ganz ähnlich ist das Bild bei der inelastischen Doppelanregung.

Bemerkenswert ist - sowohl bei Einfach- wie bei Doppelanregung - der große Wirkungsquerschnitt, der mit zunehmender Energie und größeren Winkeln den der elastischen Streuung deutlich übersteigt und - integriert - bis in den Bereich um 150 mb heranreicht. Bedenkt man, daß z.B. bei $E_{\text{c.m.}} \approx 24.5$ MeV der maximale Reaktionsquerschnitt für die Partialwelle $L=14$ (zur Spinzuordnung der Maxima s.u.) $\sigma_{\text{max}}^{\text{R}} = 2\pi \lambda^2 \cdot (2L_{\text{graz}} + 1)$ 275 mb beträgt, so wird die Bedeutung der inelastischen Kanäle für das System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ und die starke Kopplung an den (elastischen) Eingangskanal offensichtlich. So überrascht es auch nicht, daß bei Coupled-Channel-Rechnungen (WGC73) die Absorption im Vergleich zu Optischen-Modell-Rechnungen ohne Kopplung um 60 % ge-

Abb. 11 Anregungsfunktionen der inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung (nach Cormier et al., CAB77,CJB78,COR79).

Die oberste Kurve bezieht sich auf Messungen über γ -Nachweis, die zweite gibt den integrierten Wirkungsquerschnitt über Teilchennachweis an, die drei unteren stellen Teilchenmessungen bei drei Winkeln dar.



senkt werden mußte.

In den Messungen von Cormier et al. konnte der Spin der einzelnen Maxima in den Anregungsfunktionen nicht bestimmt werden. Vergleicht man diese jedoch mit den intermediären Resonanzen verschiedener Ausgangskanäle in Abb. 2 und 3, so ist offenkundig, daß die 2^+ (bzw. 2^+2^+) - Maxima gerade die Gesamtheit der Feinstrukturen eines bestimmten Spins umfassen. Deshalb wurden von Cormier et al. den Strukturen der 2^+ - bzw. 2^+2^+ - Anregungsfunktionen diese Spins (s. Abb.2) zugeordnet. Umgekehrt kann man sagen, daß offensichtlich die $2^+/2^+2^+$ - Grobstrukturen fragmentiert in den verschiedenen Ausgangskanälen zutage treten; die beobachteten Feinstrukturen korrespondieren entsprechend dem Feshbach-Modell (2.3.4.) zu einem individuellen, isolierten doorway-Zustand - eben dem $2^+(4.43 \text{ MeV})$ in ^{12}C . Die Tatsache, daß das ganze Spektrum der Feinstrukturen als breite Maxima in den inelastischen Kanälen zu sehen ist, deutet darauf hin, daß die verschiedenen Ausgangskanäle bedeutende Komponenten der 2^+ - doorway-Zustands-Wellenfunktionen darstellen. Damit wird das Imanishi- und das Doppel-Resonanz-Modell in gewissem Sinn bestätigt, wenngleich nicht ausgeschlossen werden kann, daß einzelne Ausgangskanal-Resonanzen auch über andere doorway-Zustände als den 2^+ ablaufen.

Offen bleibt die Frage, ob für die Funktion des $2^+(4.43 \text{ MeV})$ als doorway-Zustand eine bestimmte Kopplung zwischen Bahndrehimpuls L und Spin I (hier 2) des Zustands erforderlich ist. Während einige Modelle (wie das von Imanishi) keine spezielle Kopplungskonfiguration explizit voraussetzen, verlangen andere (z.B. das Band-Crossing-Modell) eindeutig die 'alignte' Konfiguration (d.h. $J=L+2$), zumindest an den Resonanzstellen. Umstritten ist, ob außerhalb der Maxima der 2^+ -Anregungsfunktionen die gleiche Kopplungskonfiguration vorherrscht wie direkt an den Maxima, d.h. ob überall die alignte Konfiguration dominiert.

Als Beitrag zur Lösung dieser Probleme wurde deshalb an drei Maxima und drei Minima (s. Tab.2) der 2^+ - Anregungsfunktion die relative Orientierung von Bahndrehimpuls L und Spin I gemessen. Wie im unteren Teil von Abb.11 zu sehen ist, bleibt

Tab.2 Energien (c.m.) und Energieverschmierung ΔE bei den Experimenten zur Bestimmung des spin-alignments in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$. Bei den mit (R) bezeichneten Energien haben die 2^+ -Anregungsfunktionen ein Maximum

	$E_{\text{c.m.}}$ (MeV)	$\Delta E_{\text{c.m.}}$ (MeV)
1.Exp.	18.5 (R)	0.21
	22.0	0.19
	24.1 (R)	0.18
	26.2	0.17
2.Exp.	24.1 (R)	0.07
	26.2	0.07
	30.4 (R)	0.06
	32.8	0.06

die Maxima/Minima-Struktur in dem Winkelbereich, der zu den in den Experimenten dieser Arbeit verwendeten Detektorwinkeln korrespondiert (s. 3.2.2.), weitgehend erhalten. Die Unschärfe ΔE der Einschussenergie infolge der endlichen Targetdicke ist genügend klein (s.Tab.2), um nicht über die intermediären Strukturen der Anregungsfunktionen zu mitteln.

3.2. Das experimentelle Verfahren

3.2.1. Das Prinzip der Meßmethode

Die Methode, mit der die relative Orientierung von Bahndrehimpuls L und Spin I und damit die Bevölkerung der m - Unterzustände ermittelt werden kann, sei anhand von Abb.12 erläutert: Durch den Strahl und das unter dem Winkel φ_T gestreute Teilchen wird die Reaktionsebene und damit die Richtung des Bahndrehimpulses im Ausgangskanal festgelegt. Auf diese Weise ist die Richtung der Streunormalen, also die

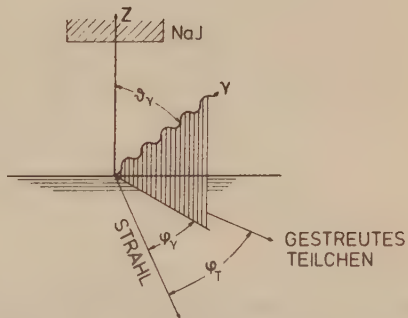


Abb. 12 Schematische Darstellung der im Experiment verwendeten geometrischen Anordnung (s.Text)

z - Achse in Abb.12 als Quantisierungssachse ausgezeichnet. Der γ - Detektor, der die γ - Quanten der inelastischen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Streuung nachweist, steht in Richtung dieser Quantisierungssachse.

Die Winkelverteilung der γ - Quanten ist nicht isotrop, sondern hängt vom jeweiligen m - Unterzustand ab. Man erhält für die Intensitäten der einzelnen m - Zustände bei Entwicklung nach Legendre-Polynomen $P_L(\cos \Theta)$ folgende Winkelverteilungen:

$$m=0 : \omega(\Theta) = 1 + \frac{5}{7} P_2(\cos \Theta) - \frac{12}{7} P_4(\cos \Theta) = \frac{5}{2} (3 \cos^2 \Theta - 3 \cos^4 \Theta) \quad (12)$$

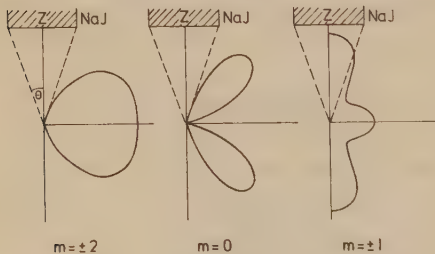
$$m=\pm 1 : \omega(\Theta) = 1 + \frac{5}{14} P_2(\cos \Theta) + \frac{8}{7} P_4(\cos \Theta) = \frac{5}{4} (1 - 3 \cos^2 \Theta + 4 \cos^4 \Theta) \quad (13)$$

$$m=\pm 2 : \omega(\Theta) = 1 - \frac{5}{7} P_2(\cos \Theta) - \frac{2}{7} P_4(\cos \Theta) = \frac{5}{4} (1 - \cos^4 \Theta) \quad (14)$$

Diese γ - Intensitätsverteilungen sind in Abb.13 dargestellt. Es entspricht z.B. $|m| = 2$ einem klassischen Quadrupol in der x-y-Ebene, der im positiven Sinn rotiert; dabei wird folglich

keine Strahlung in z - Richtung emittiert.

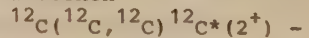
INTENSITÄTSVERTEILUNG FÜR L=2 MULTIPOLE



Erwähnt sei noch, daß eine Unterscheidung zwischen $m=+2$ und $m=-2$ (bzw. $m=+1$ und $m=-1$) aufgrund der Winkelverteilungen nicht möglich ist, die Polarisation also auf diese Weise nicht gemessen werden kann.

Abb.13 Intensitätsverteilungen der einzelnen m - Unterzustände bei der gewählten Quantisierungssachse.

Bei jedem im Teilchenzähler nachgewiesenen



Ereignis entsteht genau ein γ - Quant. Steht der γ - Detektor wie in Abb.13 (rotationssymmetrisch bezüglich der z - Achse) unter einem definierten Öffnungswinkel $\Theta_{\max}$, so wird für jeden

m - Unterzustand jeweils ein unterschiedlicher Anteil der emittierten γ -Strahlung registriert. In Abb.14 ist für einen Bereich von Öffnungswinkeln $\Theta_{\max}$ des γ -Detektors angegeben, welcher Anteil der gesamten emittierten γ -Strahlung nachgewiesen wird, wenn man eine reine $m=0$ - Verteilung (bzw. $m=\pm 1$, $m=\pm 2$) annimmt. Für die Berechnung dieser Kurven wurde eine 'efficiency' des γ -Detektors von 1 vorausgesetzt; für die reale Messung muß deshalb noch die spezifische Detektor-Nachweiswahrscheinlichkeit miteinbezogen werden (s. 3.3.1.).

Aus Abb.14 ist zu entnehmen, daß sich (bei einem festen $\Theta_{\max}$) die zu erwartenden γ -Nachweisraten für die verschiedenen m -Konfigurationen deutlich unterscheiden (z.B.

$\omega(m=0)/\omega(m=2) \approx \approx 2-3$). Man wird also aus dem gemessenen Verhältnis 'nachgewiesene γ -Strahlung' zu 'insgesamt emittierte γ -Strahlung' Rückschlüsse auf die vorliegende m -Population ziehen können.

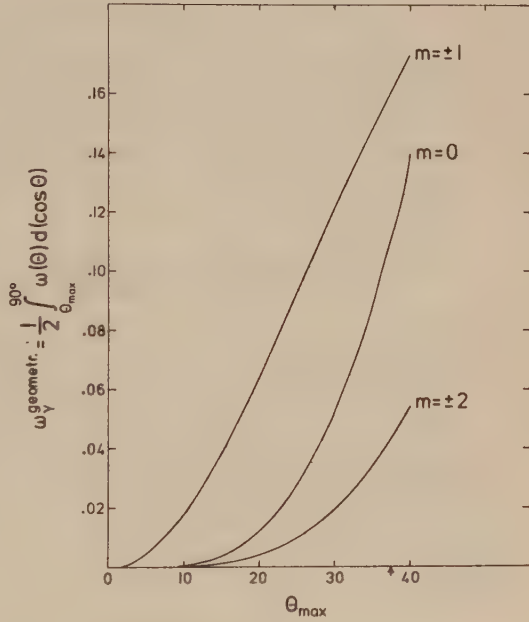


Abb.14

Geometrische γ -Nachweiswahrscheinlichkeit für die verschiedenen m -Unterzustände in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel $\Theta_{\max}$ des γ -Detektors.

Bei der Einfach Anregung zum 2^+ (4.43 MeV)-Zustand in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ wird das Verfahren insofern eindeutig, als aus Gründen der Dreh-

impuls- und Paritätserhaltung die Bevölkerung des $m=\pm 1$ - Unterzustands nicht möglich ist: Nach dem Bohrschen Theorem (BOH59)

$$\text{gilt: } P_i e^{i\pi S_i} = P_f e^{i\pi S_f} \quad (15)$$

wobei P_i , P_f die Paritäten im Ein- bzw. Ausgangskanal und S_i , S_f die entsprechenden Spinprojektionen zur Reaktionsnormale bezeichnet.

Bei $\text{Spin}=0$ - Teilchen im Ein- und Ausgangskanal muß also

$$e^{i\pi(S_f - S_i)} = e^{i\pi m} \quad (16)$$

erfüllt sein. Das bedeutet, daß m nur gleich 0 oder ± 2 sein darf, während $m=\pm 1$ ausgeschlossen ist. Die experimentell ermittelte γ - Nachweisrate ist also hier nur mit den berechneten Nachweiswahrscheinlichkeiten (s. Abb.14) für $m=0$ und ± 2 zu vergleichen.

Sind beide Kerne zum 2^+ - Zustand angeregt, ist dagegen Gl. (15) durchaus auch erfüllt, wenn beide Reaktionspartner $|m|=1$ - Konfiguration besitzen.

Zusammengefaßt besteht also das Meßverfahren darin,

- (a) in einer durch Strahl und Teilchendetektoren festgelegten Reaktionsebene die Zahl N_s der Teilchen zu bestimmen, die eindeutig zur Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}^*(2^+)$ korrespondieren,
- (b) in einem senkrecht zur Reaktionsebene unter definiertem Raumwinkel stehenden γ - Detektor die Zahl N_γ der zu den Teilchen koinzidenten γ - Quanten zu messen, und
- (c) das experimentell erhaltene Verhältnis N_γ/N_s mit denjenigen γ - Nachweiswahrscheinlichkeiten zu vergleichen, die sich unter Annahme reiner $m=0$ bzw. $m=\pm 2$ - Population ergeben würden.

Daraus läßt sich dann direkt die relative m -Verteilung entnehmen.

An dieser Stelle sei noch ein alternatives Verfahren zur Bestimmung der m -Population erwähnt, das von Bohlen et al. (BOO78, BOW78) vorgeschlagen und inzwischen von Beene et al. (BDS80) auf die inelastische Streuung von $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ angewandt wurde. Bohlen et al. nutzen dabei die Energieverschiebung ΔE der Teilchenenergie aus, die der γ - Rückstoß bei der Emission bewirkt und die in erster Näherung durch

$$\Delta E \sim \beta E_{\gamma} \cos \Theta_{\gamma}$$

$$\beta = \frac{v}{c} \quad (17)$$

gegeben ist. Wegen des Faktors $\cos \Theta_{\gamma}$ ist die Linienverschiebung ΔE von der Emissionsrichtung der γ -Strahlung abhängig; folglich wird sich die je nach m -Unterzustand unterschiedliche γ -Winkelverteilung im Linienprofil der Teilchenspektren niederschlagen, das allerdings nur in hochauflösenden Spektrometern auszuwerten ist.

3.2.2. Experimenteller Aufbau

Die Experimente wurden am Münchner MP-Tandem durchgeführt. Um einerseits gleichzeitig Teilchen und γ -Strahlung in der Geometrie von Abb.12 registrieren und andererseits den fest instal-

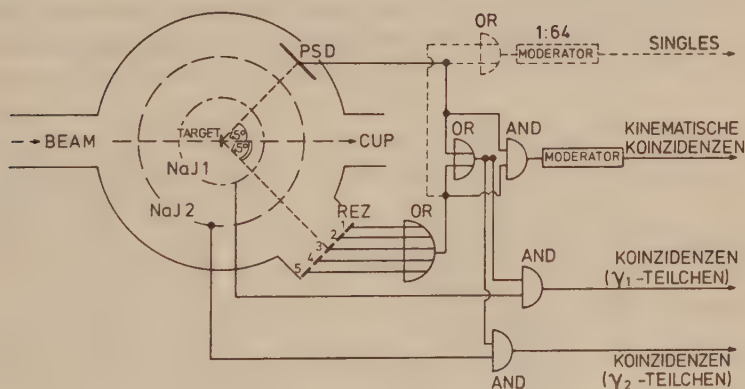


Abb.15 Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus und der elektronischen Verarbeitung (s.Text) der Signale. Der gestrichelte Teil des Elektronikreises stammt von einer früheren Konzeption (s.Abb.17) des Experiments, er wurde nicht direkt zur Registrierung der Teilchenereignisse herangezogen.

lierten 27cm x 33cm - NaJ(Tl) - Detektor benutzen zu können, wurde eine spezielle Streukammer (Durchmesser 35 cm) aus Aluminium gebaut.

Eineschematische Darstellung ist in Abb.15 zu sehen. Die Kammer ist vertikal montiert, in der Zeichenebene befinden sich die Teilchendetektoren, senkrecht dazu - durch unterbrochene Kreise angedeutet - zwei NaJ(Tl) - Detektoren. In der Darstellung von Abb.16 liegen die beiden NaJ-Detektoren in der Zeichenebene, während die Teilchendetektoren senkrecht zu ihr vorzustellen sind. Es wurden zwei NaJ(Tl) mit unterschiedlichen Raumwinkeln (durch Bleikollimatoren definiert) benutzt: Der eine (als NaJ2 bezeichnet) mit einem Öffnungswinkel von 20° sollte direkt der Bestimmung der m-Population bei Einfachanregung nach der in 3.2.1. geschilderten Methode dienen, während beim anderen (NaJ1) der Öffnungswinkel mit 10° so klein war, daß - wie aus Abb.14 ersichtlich - γ -Strahlung praktisch nur bei $m=\pm 1$ - Konfiguration in den Zähler gelangen konnte. Somit sollte bei einfacher 2^+ -Anregung nach dem Bohrschen Theorem nur im NaJ2 γ -Strahlung registriert werden, was im Experiment auch voll bestätigt wurde.

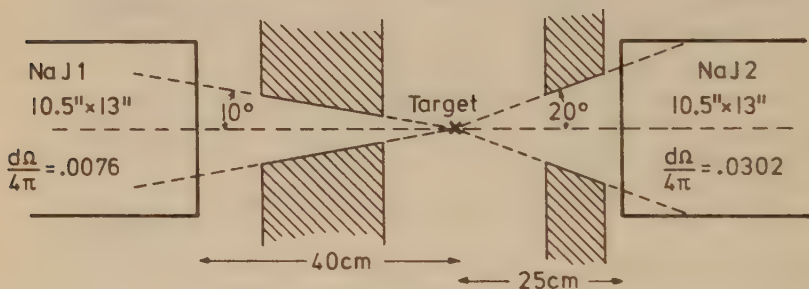
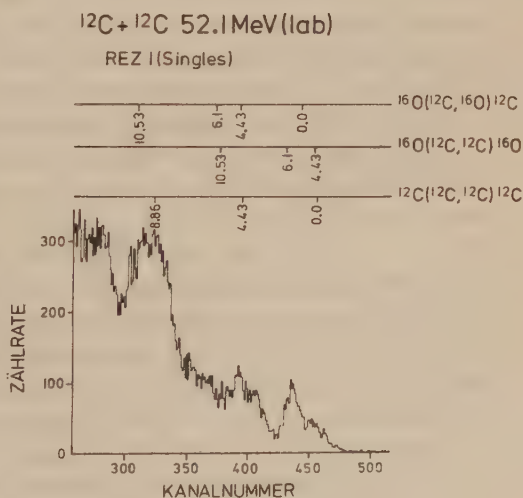


Abb.16 Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus, wobei die (die Reaktionsebene definierenden) Teilchendetektoren senkrecht zur Zeichenebene zu denken sind. Beim 2.Experiment wurde als NaJ2 ein unkollierter $5'' \times 5''$ (12.7cm x 12.7cm) - NaJ(Tl)-Detektor im Abstand 8.9 cm zum Target verwendet.

Mit dem Einsatz des NaJ1, dessen Eigenschaften aus vorherigen Untersuchungen von W.Trautmann (TRA76) sehr genau bekannt waren, sollte eine Möglichkeit gegeben werden, über die 2^+2^+ - Anregung (bei der ja $m=\pm 1$ erlaubt ist) die Ergebnisse beider NaJ zu vergleichen und gegebenenfalls die theoretische γ - Nachweiswahrscheinlichkeit des NaJ2 mithilfe des NaJ1 zu renormieren. Dies schien insbesondere deswegen notwendig, da bei einem Teil der Experimente (2.Exp., s.Tab.2) als NaJ2 ein unkollierter 12.7cm x x 12.7cm - Detektor verwendet werden mußte, dessen efficiency - Berechnung mit einer größeren Ungenauigkeit als die der 27cm x x 33cm - Detektoren behaftet ist (s. 3.3.1.)

Bei der Bestimmung der Teilchenzählrate N genügt eine eindeutige Identifizierung der Reaktionen $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}^*(2^+)$ und $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C}^*(2^+))^{12}\text{C}^*(2^+)$ nicht: zusätzlich müssen die zu diesen Reaktionen korrespondierenden Linien in den Teilchenspektren absolut untergrundfrei sein. Befinden sich nämlich in einer integrierten Linie auch Ereignisse von anderen Reaktionen, so ist zwangsläufig die Zahl der emittierten γ - Quanten niedriger (evtl.

Abb. 17 'Single'-Spektrum eines Detektors (REZ1), der unter 35.2° die Teilchen der Ausgangskanäle von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}(^{16}\text{O})$ ($E_{\text{lab}}=52.1$ MeV) registriert. Im oberen Teil des Bildes ist angegeben, an welcher Stelle des Spektrums aufgrund der Kinematik die einzelnen Linien der elastischen und inelastischen Streuung liegen sollten.



auch höher) als sie es wäre, wenn die Linie nur von der $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ - Streuung stammen würde. Folglich wird sich das $(N_\gamma/N_s)_{\text{exp}}$ - Verhältnis erheblich ändern und beim Vergleich mit den theoretischen γ - Nachweisraten (s. Abb. 14) die ermittelte $P(m)$ -Verteilung völlig verfälschen. Die strenge Forderung nach totaler Untergrundfreiheit in den Teilchenspektren kann, wie im Spektrum in Abb. 17 zu sehen ist, bei Nachweis nur eines der ^{12}C - Kerne in einem Detektor ('Singles') auch nicht annähernd erfüllt werden. Insbesondere die Streuung an ^{16}O , aber wohl auch andere Teilchen (z.B. aus $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)^{20}\text{Ne}^*$ oder $^{12}\text{C}(^{12}\text{C},^8\text{Be})^{16}\text{O}^*$) überlagern störend die Linien der interessierenden Reaktionen. Es wurde deshalb die Methode der Kinematischen Koinzidenzen gewählt, bei der auch der zweite Restkern der Reaktion nachgewiesen wird. Auf Details dieses Verfahrens wird genauer in 3.2.3. (und 4.2.2.) eingegangen.

Die Bedingung der Kinematischen Koinzidenz wurde im Experiment (s. Abb. 15) durch fünf rechteckförmige Halbleiterdetektoren (im folgenden als REZ bezeichnet) auf der einen Seite und einen ortsempfindlichen Halbleiterdetektor (PSD) auf der anderen Seite des Strahls erfüllt. Die REZ, im Diodenlabor des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München hergestellt, standen unter 35.2° , 39.9° , 45° , 50.1° und 55.2° zur Strahlachse und waren mit rechteckförmigen $19\text{mm} \times 4\text{mm}$ - Tantal - Blenden versehen. Der PSD (von der Fa. ORTEC) war unter -45° aufgestellt, seine effektive Zählerfläche betrug $47\text{mm} \times 8\text{mm}$, sodaß mit ihm der Winkelbereich von etwa -35° bis -55° überstrichen werden konnte. Es spielt hier keine Rolle, ob die REZ oder der PSD den Raumwinkel der Kinematischen Koinzidenz definieren, da beim Verfahren zur Bestimmung der m -Verteilung eine Absolutnormierung der Teilchenereignisse nicht notwendig ist; es geht lediglich das relative Verhältnis N_γ/N_s ein. Aus diesem Grund ist auch keine Messung des Stroms notwendig.

Die maximale Zählrate wurde vom PSD (wegen seiner weit größeren Fläche) begrenzt; bei einer Targetdicke von $119 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (1.Exp.) bzw. $48 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (2.Exp.) betrug der maximale Strom des ^{12}C - Strahls etwa 25pA .

Der ortsempfindliche Detektor lieferte neben einem Energiesignal E_{PSD} ein $E \cdot x$ - Signal, wobei x ein Faktor zwischen 0 und 1 ist, der direkt zum Eintrittswinkel des Teilchens im PSD korrespondiert. Durch analoge Division des $E \cdot x$ - Signals durch das E_{PSD} - Signal konnte somit - mithilfe einer entsprechenden Eichung - direkt der Winkel des in den PSD einfallenden Teilchens ermittelt werden.

Bei einer 'echten' Kinematischen Koinzidenz müssen beide Kerne, also gestreutes Teilchen und Rückstoßkern, praktisch gleichzeitig (d.h. innerhalb von weniger als 100 nsec.) in den PSD und einen der REZ gelangen. Dies konnte mithilfe der schnellen Zeitsignale (über Timing-Filter-Amplifier und Constant-Fraction-Trigger) des PSD und der REZ in einem TAC (Time-to-amplitude-converter) überprüft werden. Bei den Zeitsignalen, die in den TAC gegeben wurden, war für jede Detektorkombination REZ_i ($i=1, \dots, 5$) - PSD eine charakteristische Zeitverzögerung D_i (s. Abb.18) eingestellt.

Wenn nach Starten des TAC durch ein REZ-Signal innerhalb von maximal 400 nsec. ein PSD-Signal eintraf, so wurde dieses 'Ereignis' zunächst als 'echt' im Sinne der Kinematischen Koinzidenz gewertet und weitergeleitet, andernfalls verworfen. Die Koinzidenzen zwischen NaJ1 (bzw. NaJ2) und den Teilchendetektoren wurden analog (TAC2, TAC3) aussortiert. Auf diese Weise wurden nur dann Ereignisse zu den ADC (Analog-to-digital-converter) durchgelassen, wenn eine der drei Koinzidenzen vorlag:

- (a) Kinematische Koinzidenzen Teilchen - Teilchen
- (b) Koinzidenz NaJ1 - Teilchen
- (c) Koinzidenz NaJ2 - Teilchen.

Mit dieser Vorauswahl konnte das Aufnahmesystem (PDP8/ PDP10 - Computer der Fa. DEC) von den in großer Zahl eintreffenden Einzelereignissen (wie $\alpha, p, \text{einzelne } \gamma$) entlastet werden. Um die Zahl der registrierten und auf Magnetband geschriebenen Ereignisse weiter zu reduzieren, wurden die Signale der 'Nur' - Kinematischen - Koinzidenzen (d.h. ohne dazu koinzidente γ - Signale) um einen Faktor 1:2 bis 1:8 untersetzt.

Eine besondere Schwierigkeit ergab sich aus der für die

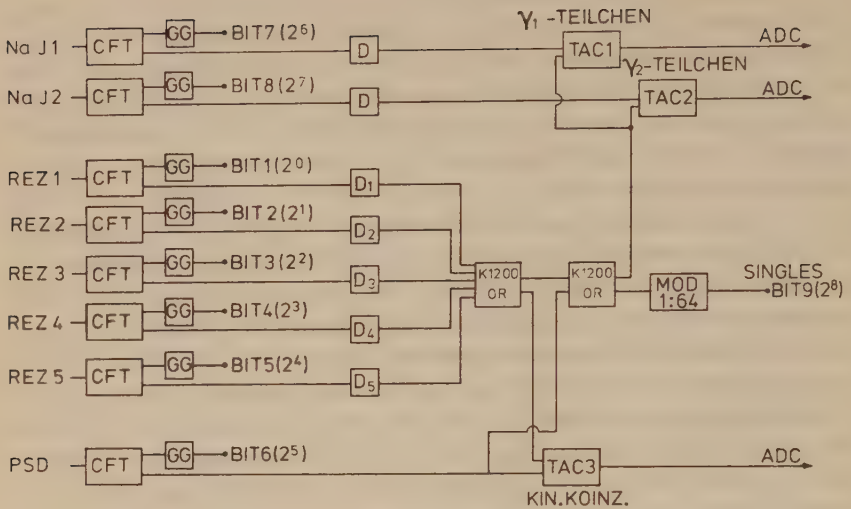


Abb. 18 Verarbeitung der logischen Signale: (a) Bei Ansprechen eines Detektors i wird vom jeweiligen Gate-Generator (GG) ein logisches Signal abgegeben, das im Pseudo-ADC in Form einer spezifischen Bitadresse 2^i kodiert wird. (b) Durch unterschiedliche Verzögerungen D_1 bis D_5 der schnellen Zeitsignale von den CFT werden im TAC1, TAC2 und TAC3 bei 'echten' Koinzidenzen Signale erzeugt, deren Höhen charakteristisch für die jeweils angesprochene Detektorkombination sind. Zu den 'Singles' (BIT9) s. Abb. 15.

Aufnahme aller Signale nicht ausreichende Zahl von ADC. Es wurden deshalb die Energiesignale aller REZ aufsummiert und in ein gemeinsames ADC geleitet. Da so die Information darüber, welcher REZ in jedem Einzelfall angesprochen hatte, zunächst verloren gegangen war, wurde mithilfe eines sog. Pseudo-ADC kodiert, welche Detektoren an jedem in die ADC gelangten Ereignis beteiligt waren. Dazu wurde (s. Abb. 18) vom Constant-Fraction-Trigger jedes Zählers i ein Signal an den entsprechenden Eingang i des Pseudo-ADC gegeben. Dieser ordnete jedem dieser Signale - je nach Zähler i - eine charakteristische Potenz von 2 (also 2^i) zu. Beim

gleichzeitigen Ansprechen mehrerer Detektoren i, j, k war die 'Bitadresse' entsprechend $2^i + 2^j + 2^k$. Dadurch konnte aus der Bitadresse im Pseudo-ADC für jedes Ereignis eindeutig festgestellt werden, welche Detektoren jeweils angesprochen hatten. Bei der Auswertung im Replay konnten so die zu beliebigen Detektorkombinationen gehörenden Ereignisse durch 'Abfrage' des Bitworts selektiert werden.

3.2.3. Auswertung

Wie aus den letzten beiden Kapiteln (3.2.1. und 3.2.2.) hervorgeht, läßt sich die Auswertung der Experimente in zwei Teile zerlegen: zum ersten die eindeutige Identifizierung und untergrundfreie Integration der inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung in den Teilchenspektren, und zweitens die Ermittlung der dazu koinzidenten γ -Strahlung in den beiden NaJ.

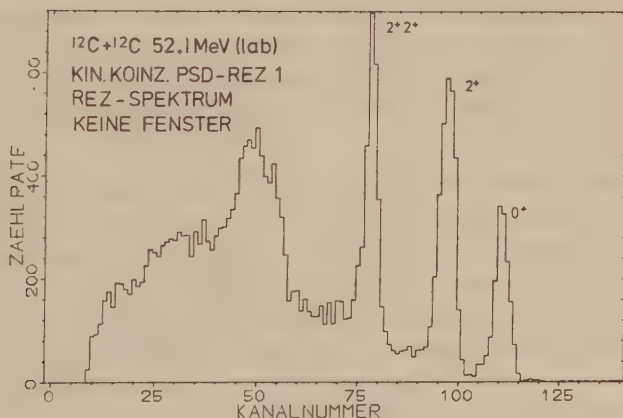


Abb.19 REZ1 - Spektrum ($E(\text{lab})=52.1$ MeV), bei dem - ohne Setzen von Fenstern - lediglich Koinzidenz zu Ereignissen im PSD verlangt wurde. Die Linien, die zur elastischen und inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung korrespondieren, sind gekennzeichnet.

Zur Identifizierung der 'richtigen' Reaktionen standen 6 ADC zur Verfügung: TAC1 (Teilchen-Teilchen), Pseudo-ADC, E_{REZ} , E_{PSD} , $(E \cdot x)_{\text{PSD}}$, x_{PSD} . Durch Wählen der entsprechenden Bitadresse im Pseudo-ADC wurde zunächst jeweils eine Kombination REZ_1 - PSD selektiert. Im zugehörigen TAC1 - Spektrum war daraufhin nur eine scharfe, völlig untergrundfreie Linie zu sehen, die der eingestellten Verzögerung entsprach; somit konnte davon ausgegangen werden, daß keinerlei zufällige Koinzidenzen mehr in den Teilchenspektren vorhanden waren. In den Energie- bzw. Orts-Spektren (siehe z.B. Abb.19 und 20) sind zwar die interessierenden $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Linien - vergleicht man sie etwa mit dem 'Single'-Spektrum in Abb.17 - klar getrennt, die Bedingung totaler Untergrundfreiheit ist jedoch noch nicht vollständig erfüllt. Auch im γ -Spektrum in Abb.21, das zu der hier als Beispiel betrachteten Detektorkombination REZ_1 -PSD koinzident ist, tritt zwar (im Kanalbereich 180-200) die $2^+(4.43 \text{ MeV})$ - Linie dominant hervor, jedoch erscheinen sowohl zu niedrigeren als auch zu höheren Energien hin noch andere Linien, die eine untergrundfreie Integration des ^{12}C -peaks verhindern. Bemerkenswert ist vor allem die starke Linie bei 6.1 MeV (Kanalzahlen 220-240), die dem 3^- - Zustand in ^{16}O zuzuordnen ist und von inelastischer ^{12}C -Streuung am ^{16}O -Anteil im Target (s. Abb.17) oder der Reaktion $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^8\text{Be})^{16}\text{O}^*$ stammt.

Durch Setzen von Energie- bzw. Orts-Fenstern in allen REZ- und PSD-Spektren war es jedoch möglich, den Beitrag von Störreaktionen vollständig zu eliminieren, sodaß sich (siehe Abb.22 und 23) ausnahmslos untergrundfreie Linien der $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung ergaben. In einigen Fällen mit schlechterer Energieauflösung des REZ wurden die Energiefenster besonders eng gesetzt, auch wenn dadurch ein Teil der 'echten' 2^+ - Ereignisse verloren ging.

Eine Kontrolle für die Korrektheit der Teilchenfenster war durch Überprüfung des entsprechenden koinzidenten γ -Spektrums gut möglich: Waren alle Fenster richtig gesetzt, trat hier nur noch - siehe als Beispiel Abb.24 - die $2^+(4.43 \text{ MeV})$ - Linie auf. Allerdings mußten dazu vorher durch geeignete Fenster im

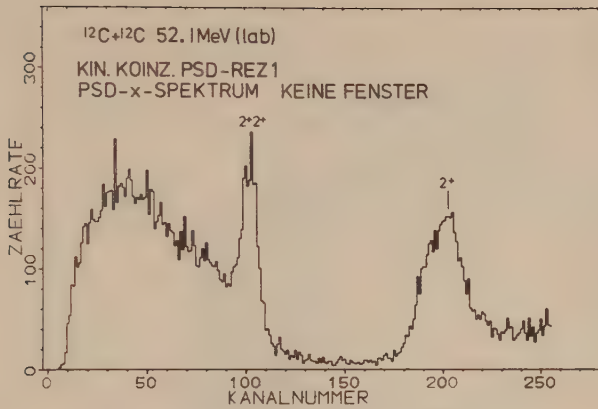


Abb.20 Ortsspektrum des PSD (in Koinzidenz zum REZ1, keine Fenster, wie in Abb.19). Die Linie der elastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung liegt hier außerhalb des Winkelbereichs des PSD.

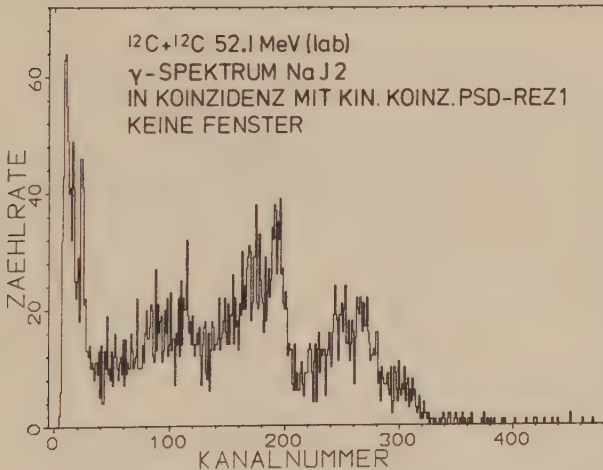


Abb.21 γ -Spektrum (NaJ2), bei dem nur Ereignisse ausgewählt sind, die koinzident zu kinematischen Koinzidenzen PSD-REZ1 (s. Abb.19 und 20) registriert wurden. Im Kanalbereich 140-200 bzw. 220-280 sind deutlich die 4.43 MeV-Linie von ^{12}C bzw. die 6.13 MeV-Linie von ^{16}O zu erkennen.

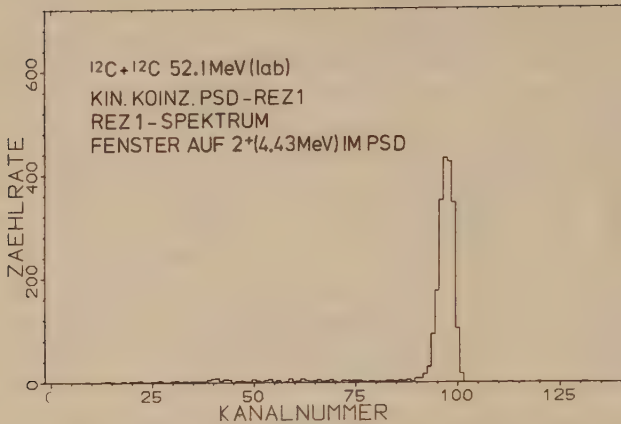


Abb.22 REZ1 - Spektrum wie in Abb.19, es wurden jedoch zusätzlich Fenster auf die $2^+(4.43\text{ MeV})$ - Linie in den PSD-Spektren gesetzt.

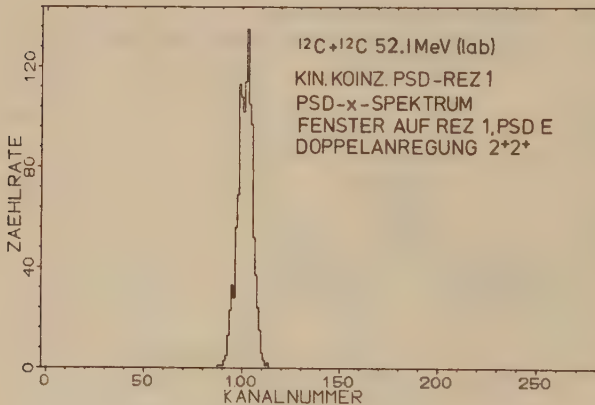


Abb.23 Ortsspektrum des PSD wie in Abb.20, jedoch zusätzlich mit Fenster auf die $(2^+, 2^+)$ - Linie von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ im REZ1- und E_{PSD} - Spektrum.

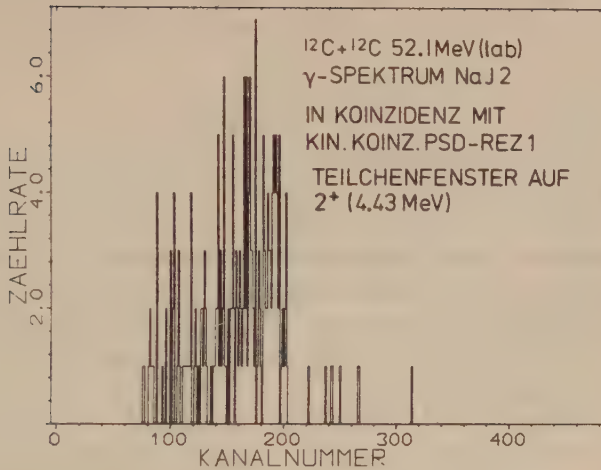


Abb.24 γ - Spektrum (NaJ2) wie in Abb.21, jedoch mit zusätzlichen Fenstern auf die $2^+(4.43 \text{ MeV})$ - Linie in den PSD - und REZ1-Spektren sowie auf die prompte Linie im TAC3 (γ -Teilchen)

TAC (γ - Teilchen) noch zufällige Koinzidenzen zwischen Kinematischen Koinzidenzen und NaJ - Signalen ausgesondert werden.

Mit diesem Verfahren war es in allen Fällen möglich, einmal untergrundfrei die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}^*(2^+)$ - bzw. $^{12}\text{C}^*(2^+) + ^{12}\text{C}^*(2^+)$ - Ereignisse in den Teilchenspektren aufzusummieren und zum zweiten die Zahl der dazu koinzidenten γ - Quanten in den beiden NaJ zu ermitteln. Um nun das für die Bestimmung der m - Verteilung entscheidende Verhältnis N_γ/N_s bilden zu können, mußten noch zwei Faktoren berücksichtigt werden: Zum einen die Untersezungsfaktoren in den Kinematischen Koinzidenzen (3.2.2.), zum anderen die Tatsache, daß die γ - Teilchen - Koinzidenzen auch - und zwar ohne Untersezungsfaktor - in die Teilchenzahl N_s einbezogen werden mußten. Bei einem Untersezungsverhältnis (Kin.Koinz.) von 1 : 8 ergab sich somit z.B.

$$N_s = 8 \cdot N_{KK} + N_{\gamma_1-KK} + N_{\gamma_2-KK} + N_M$$

($N_{KK} \equiv$ Zahl der 'Nur' - Kinematischen Koinzidenzen, $N_{\gamma_1-KK} \equiv$

$\equiv$ Zahl der Koinzidenzen γ_1 - Kin. Koinz. , $N_{\gamma_2\text{-KK}}$ analog, $N_M \equiv$
 $\equiv$ Zahl der Mehrfach - Koinzidenzen wie z.B. $\gamma_1 - \gamma_2$ - Kin.Koinz.,
 N_M war i.a. im Vergleich zu den anderen Faktoren sehr klein).

3.3. Ergebnisse

3.3.1. Theoretische Berechnungen der γ - Nachweisraten

Um die relative Verteilung der m-Unterkustände an den einzelnen Meßpunkten ermitteln zu können, mußten die experimentell bestimmten N_γ/N_s - Verhältnisse mit den theoretisch für die verschiedenen m - Konfigurationen zu erwartenden $(N_\gamma/N_s)_{th.}^m$ - Werten verglichen werden. $(N_\gamma/N_s)_{th.}^m$ setzt sich zusammen aus:

$$(N_\gamma/N_s)_{th.}^m = \omega_\gamma^m \cdot \epsilon_{tot}^m \cdot \epsilon_{Int} \quad (18)$$

wobei $\omega_\gamma^m = \frac{1}{2} \int_{\cos\Theta_{max}}^1 \omega_m(\Theta') d(\cos\Theta')$ den geometrischen Raumwin-

kelfaktor angibt (s. Abb.14) : ω_γ^m stellt den relativen Anteil der γ - Winkelverteilung (bezogen auf 4π) dar, der für einen bestimmten m - Unterkustand und einen gegebenen NaJ - Öffnungswinkel Θ_{max} in den Detektor gelangt. ϵ_{tot}^m , die totale NaJ-efficiency, gibt an, welcher Prozentsatz der auf den NaJ auftreffenden γ - Quanten tatsächlich ein Szintillationssignal erzeugt, während ϵ_{Int} den Anteil von allen diesen registrierten γ - Ereignissen angibt, der in einem bestimmten Bereich des γ - Spektrums (z.B. dem photopeak) erscheint.

Die NaJ - Gesamt - efficiency ϵ_{tot} und die sich im jeweiligen NaJ ergebende Linienform können mit dem Monte-Carlo-Programm EFFNAI berechnet werden, das von Giannini et al. (GOR70) stammt und von W.Trautmann (TRA76) modifiziert wurde. Die Korrektheit der EFFNAI - Rechnungen wurde von W.Trautmann (TRA76) für den NaJ1 (27cm x 33 cm) untersucht. Die Qualität der Rechnungen für die in den Experimenten als NaJ2 verwendeten Detektoren konnte durch Vergleich mit den Ergebnissen des NaJ1 bei der Doppelanregung (siehe 3.3.2 und 3.3.4.) überprüft werden.

Eine zusätzliche Möglichkeit, die Konsistenz der Ergebnisse für die beiden NaJ2 zu testen, bestand durch Wiederholungsmessungen mit den verschiedenen γ -Detektoren bei zwei Energien ($E_{\text{lab}} = 48, 52.1 \text{ MeV}$).

In Abb.25 ist für den NaJ2 (27 cm x 33 cm) die Linienform des 2^+ (4.43 MeV) - Zustands unter der Annahme von $m=\pm 1$ dargestellt, wie sie sich nach dem Programm EFFNAI bei der Zählergeometrie von Abb.16 ergibt. Die Detektorauflösung ($\Delta E/E$) wurde dabei mit 6.5 % angenommen. In Abb.26 ist zum Vergleich das entsprechende experimentelle γ -Spektrum zu sehen, das sich bei der Auswertung der doppelt inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ - Streuung ergibt. Die Übereinstimmung zwischen beiden Spektren ist ausgesprochen gut, insbesondere wird das experimentelle Intensitätsverhältnis von 'photopeak' (mit 'photopeak' seien immer die γ -Quanten gemeint, die im NaJ vollständig absorbiert werden.) zu 'single-escape-peak' vom Programm gut reproduziert. Im niederenergetischen Bereich sind die Abweichungen größer. Das erscheint verständlich, da EFFNAI die hier erheblich beitragende Comptonstreuung an Targetleiter, Streukammerwand, Kollimator usw. natürlich nicht in die Rechnungen einbeziehen kann.

In den Abb. 27 und 28 wird der analoge Vergleich zwischen Rechnung und Experiment für den 12.7cm x 12.7cm - Detektor gezogen, wobei hier die einfach inelastische ^{12}C - Streuung (Annahme $m=2$) betrachtet wird. Auch in diesem Fall ist die Übereinstimmung beider Spektren befriedigend. Gut wird die Dominanz der 'single-escape' - Linie (um Kanal 118 in Abb.27) über die Photo-Linie wiedergegeben, während im Bereich der 'double-escape'-Linie (um Kanal 100 in Abb.27) und erst recht im niederenergetischen Bereich der Compton-Streuung größere Abweichungen auftreten.

Um nun $(N_\gamma/N_s)_{\text{exp}}$ zu $(N_\gamma/N_s)^{\text{th}}$ in Bezug setzen zu können, mußten in jeweils beiden Spektren der 4.43 MeV - Linie die zueinander korrespondierenden Energiebereiche ausgewählt und integriert werden, konkret z.B. die 'Photolinie' in Abb.27 mit der in Abb.28. Es wurden jeweils drei Integrationsbereiche gewählt: der erste umfaßte nur den photopeak (P), der zweite zusätzlich den 'single-escape' - peak (SE), während der dritte sich auch bis weit in

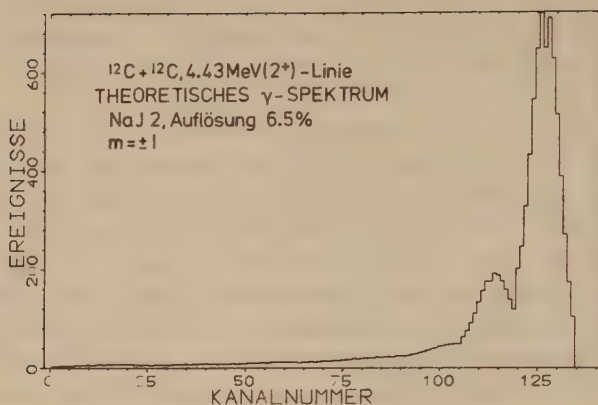


Abb.25 γ - Spektrum des 4.43 MeV - Zustands, das für den NaJ2 (27cm x 33cm) vom Programm EFFNAI unter der Annahme eines reinen $m = \pm 1$ - Unterzustands berechnet wurde.

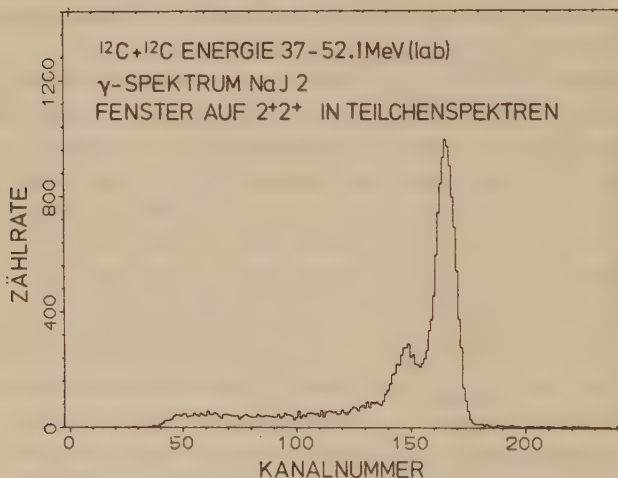


Abb.26 Experimentelles γ - Spektrum des 4.43 MeV-Zustands, das sich bei Aufsummierung der doppelt inelastischen Streuung über mehrere Energien im NaJ2 (27cm x 33cm) ergibt.

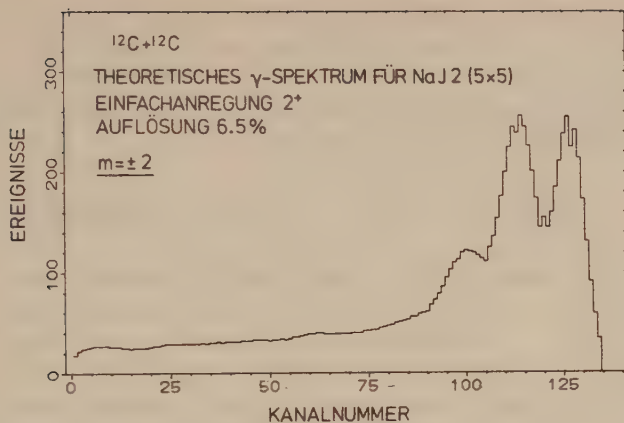


Abb.27 Berechnetes γ - Spektrum wie Abb.25, jedoch für NaJ2 (12.7cm x 12.7cm) und unter Annahme von $m=\pm 2$

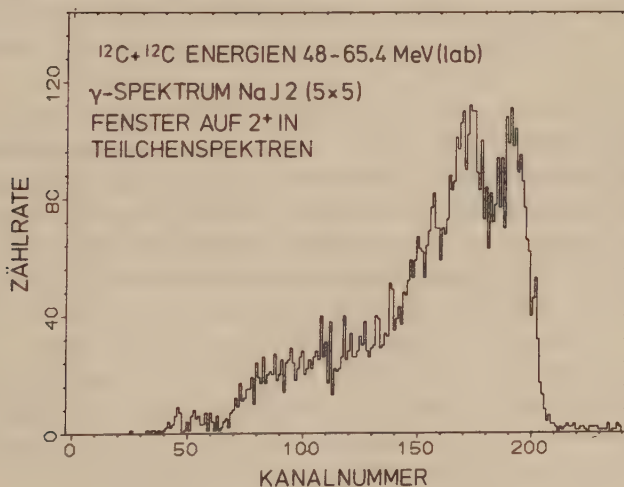


Abb.28 Experimentelles γ - Spektrum wie Abb.26, jedoch für NaJ2 (12.7cm x 12.7cm) und Einfachanregung.

Tab.3 Ergebnisse der EFFNAI-Rechnungen für die verschiedenen γ - Detektoren und die einzelnen m - Unterzustände. Spalte 3 enthält den Raumwinkel, Spalte 4 die totale NaJ - efficiency und Spalte 5 den geometrischen Raumwinkelfaktor (s. Gl. (18) und 3.2.1.). In den Spalten 6 - 8 ist $(N_\gamma/N_s)_m^{th}$ nach Gl. (18) für die verschiedenen Integrationsgrenzen (s.Text) angegeben.

Detektor	m	$\frac{\Delta\omega}{4\pi}$	ϵ_{tot}^m	ω_γ^m	$\frac{N_\gamma(P)}{N_s}$	$\frac{N_\gamma(SE)}{N_s}$	$\frac{N_\gamma(C)}{N_s}$
<u>NaJ1</u> (27 x 33cm)	2	.0076	.988	.0003	.00021	.00026	.00029
	1		.985	.0183	.0133	.0163	.0179
	0		.985	.0008	.00055	.00070	.00078
<u>NaJ2</u> (1.Exp) (27 x 33cm)	2	.0302	.916	.0040	.0024	.0033	.0038
	1		.940	.0610	.0406	.0521	.0598
	0		.915	.0112	.0069	.0093	.0109
<u>NaJ2</u> (2.Exp) (12.7 x 12.7 cm)	2	.0994	.355	.0150	.0036	.0078	.0125
	1		.548	.0845	.0295	.0539	.0767
	0		.339	.0365	.0083	.0180	.0290

den Energiebereich reiner Compton-Streuung (C) erstreckte. Auf diese Weise sollte eine eventuell unterschiedliche Behandlung der einzelnen Absorptionsprozesse des NaJ durch das Rechenprogramm EFFNAI berücksichtigt werden. Es stellte sich jedoch heraus, daß die Ergebnisse beim Vergleich Rechnung - Experiment nur relativ schwach von den gewählten Integrationsgrenzen abhingen, sodaß im folgenden nur die Resultate für den mittleren Bereich (d.h. Einbezug von Photo- und single-escape-Linie) gezeigt werden. Die Berücksichtigung nicht des Photopeaks allein hatte zusätzlich den Vorteil, daß eventuelle Energieverschiebungen im 12.7cm x 12.7cm - Detektor (hier war im Gegensatz zu den 27cm x 33cm - Detektoren keine Stabilisierung der Verstärkung möglich) einen geringeren Einfluß auf den N_γ/N_s - Vergleich haben.

In Tab. 3 sind für die verschiedenen Detektoren und je-

weiligen m - Unterzustände die sich mit EFFNAI ergebenden Verhältnisse $(N_p/N_s)_{th}^m$ angeführt, wobei sich die Indizes P, SE und C auf die verschiedenen, oben erläuterten Integrationsbereiche beziehen. Mit diesen Werten sind also die experimentell bestimmten $(N_p/N_s)_{exp}$ - Ergebnisse zu vergleichen.

3.3.2. Ergebnisse für $^{12}C(^{12}C, ^{12}C^*(2^+))^{12}C^*(2^+)$

Wie bereits erwähnt, sollte die doppelt inelastische Streuung durch Vergleich der Ergebnisse für NaJ1 - NaJ2 der Überprüfung der EFFNAI - Rechnungen dienen.

Die experimentellen Verhältnisse $N_p(SE)/N_s$ sind in Tab.4 angegeben. Die hier und in den folgenden Abbildungen genannten Detektornummern beziehen sich immer auf die REZ, in denen (in Koinzidenz mit dem PSD) einer der ^{12}C - Kerne nachgewiesen wurde; Det.1 entspricht also 35.2° usw. . Wie man sieht, konnte N_p/N_s bei jeder Energie nur für maximal zwei REZ gemessen werden, da für die anderen Winkel aufgrund der Kinematik bei den gegebenen geometrischen Verhältnissen nicht mehr beide Teilchen der Reaktion in die Detektoren gelangen konnten.

Um nun die Konsistenz der Ergebnisse für alle NaJ testen zu können, mußten durch Bezug auf $(N_p/N_s)_{th}^m$ für jeden Fall die relative Population der verschiedenen m - Unterzustände berechnet und diese Werte miteinander verglichen werden. Im Falle der doppelt inelastischen Streuung sind alle $|m|$ von 0 bis 2 möglich. Bezeichnet man die relative Population eines Unterzustands mit $P(m)$ und die mit EFFNAI berechneten $(N_p/N_s)_{th}^m$ - Werte für $|m| = 0, 1, 2$ mit ϵ_0 , ϵ_1 bzw. ϵ_2 , so ergibt sich

$$P(0) + P(1) + P(2) = 1 \quad (19)$$

und somit

$$\begin{aligned} (N_p/N_s)_{exp} &= \epsilon_0 P(0) + \epsilon_1 P(1) + \epsilon_2 P(2) = \\ &= \epsilon_0 P(0) + \epsilon_1 (1 - P(0) - P(2)) + \epsilon_2 P(2) \end{aligned} \quad (20)$$

Das bedeutet, daß man für die Ermittlung von zwei unbekannten Größen nur einen Meßwert zur Verfügung hat. Es mußte deshalb

Tab.4 Experimentelle $N_{\gamma(SE)}/N_s$ - Werte für doppelt inelastische $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ - Streuung

1.Exp.				
$E_{\text{lab}} =$	37 MeV		44 MeV	
Det.	1	1	2	
NaJ1	.0123±.0004	.0076±.0002	.0077±.0003	
NaJ2	.0453±.0008	.0324±.0005	.0316±.0006	
$E_{\text{lab}} =$	48 MeV		52.1 MeV	
Det.	1	2	1	2
NaJ1	.0113±.0007	.0066±.0004	.0091±.0017	.0052±.0005
NaJ2	.0470±.0014	.0351±.0010	.0254±.0029	.0211±.0009

2.Exp.

$E_{\text{lab}} =$	48 MeV		52.1 MeV	
Det.	1	2	1	2
NaJ1	.0115±.0006	.0086±.0004	.0094±.0006	.0074±.0004
NaJ2	.0399±.0011	.0367±.0007	.0391±.0012	.0363±.0008
$E_{\text{lab}} =$	60.6 MeV		65.4 MeV	
Det.	2	3	2	3
NaJ1	.0064±.0002	.0101±.0005	.0058±.0003	.0065±.0005
NaJ2	.0317±.0004	.0356±.0009	.0323±.0008	.0365±.0012

angenommen werden, daß bei den möglichen Kombinationen von $m=0$ und $|m|=2$ in γ_1 und γ_2 die möglichen Konfigurationen statistisch verteilt sind. Das bedeutet, daß alle möglichen Kombinationen von $(m_{\gamma_1}/m_{\gamma_2})$, nämlich $(2/0)$, $(2/2)$, $(2/-2)$, $(0/2)$, $(0/0)$, $(0/-2)$, $(-2/0)$, $(-2/2)$ und $(-2/-2)$ als gleich wahrscheinlich gelten sollen und sich demzufolge - wenn nur $|m|=0$ oder 2 möglich wären - ein Verhältnis $P(0) : P(2) = 1 : 2$ ergibt. (Aufgrund der Erhaltungssätze kann $|m|=1$ in einem ^{12}C -Kern nur mit $|m|=1$ für den

anderen Kern zusammen vorkommen, nicht aber mit $|m| = 0$ oder 2). Diese Annahme (nämlich alle $m=0,2,-2$ gleich wahrscheinlich) ist insofern gerechtfertigt, als bei allen Detektoren - siehe Tab.3 - ξ_1 bei weitem größer ist als ξ_0 oder ξ_2 , sodaß sich Abweichungen von der statistischen Verteilung von $P(0)$ und $P(2)$ untereinander in der Summe von Gl.(20) nur relativ schwach bemerkbar machen. Für jeden der in Tab.4 erhaltenen $(N_Y/N_S)_{\text{exp}}$ - Werte wurde so $P(1)$, also der relative Anteil der $|m| = 1$ - Konfiguration berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb.29 für den NaJ1 und in Abb.30 für die beiden NaJ2 dargestellt. Dabei bedeutet 0% ($m=1$) bzw. 100% ($m=1$), daß keine bzw. nur die $|m| = 1$ - Konfiguration vorkommt. 50% ($m=1$) besagt, daß $m=\pm 1$ genauso wahrscheinlich ist wie jede andere Konfiguration, d.h. daß alle möglichen $|m|$ - Unterzustände völlig gleich wahrscheinlich auftreten. Dabei ist berücksichtigt, daß es mit $|m| = 1$ nur $(m_{Y_1}/m_{Y_2}) = (1/1), (1/-1), (-1/1)$ und $(-1/-1)$ geben kann, sodaß also 50% ($m=\pm 1$) bedeutet:

$$(N_Y/N_S)_{\text{exp}}^{50\%} = \frac{4}{13} \xi_1 + \frac{3}{13} \xi_0 + \frac{6}{13} \xi_2 \quad (21)$$

Vergleicht man die beiden Messungen anhand von Abb.29 und Abb.30 im Hinblick auf die angestrebte Konsistenz, so läßt sich folgendes feststellen:

- (a) Die Übereinstimmung zwischen NaJ1 und NaJ2 im 1.Experiment ($E_{\text{lab}} = 37$ bis 52.1 MeV) ist für alle Energien und Teilchendetektoren bemerkenswert.
- (b) Die Wiederholungsmessungen bei $E_{\text{lab}} = 48$ und 52.1 MeV erbringen sehr ähnliche $m=\pm 1$ - Anteile (mindestens innerhalb des doppelten statistischen Fehlers, meist innerhalb des einfachen statistischen Fehlers).
- (c) Beim Vergleich der Ergebnisse NaJ1-NaJ2 für das 2.Experiment stimmt der generelle Trend von Energie zu Energie, besonders aber zwischen den einzelnen Teilchendetektoren bei einer Energie gut überein, jedoch liegen die Ergebnisse des NaJ2 generell etwas niedriger als die des NaJ1.

Das bedeutet, daß offensichtlich EFFNAI die efficiency des 12.7×12.7 cm - NaJ überschätzt. Nach der Methode der kleinsten

$^{12}\text{C}+^{12}\text{C } 2+2^+$
NaJ1 (10.5"×13")

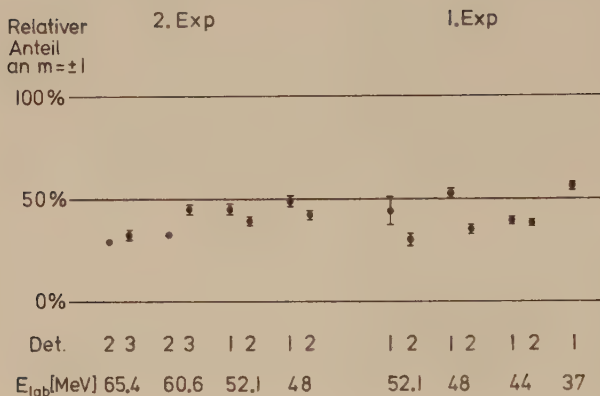


Abb.29 Doppelanregung ($2^+, 2^+$) in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, γ -Nachweis im NaJ1: Relative Bevölkerung von $|m| = 1$ (s.Text). Es sind nur die statistischen Fehler eingezeichnet.

$^{12}\text{C}+^{12}\text{C } 2+2^+$
NaJ2

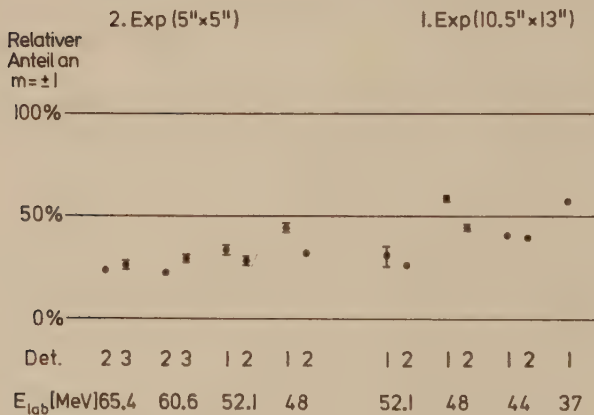


Abb.30 Wie Abb.29, aber γ -Nachweis im NaJ2

Tab.5 Vergleich der $(N_Y/N_S)^{th.}$ - Werte für den NaJ2 (12.7cm x 12.7 cm) vor und nach der Renormierung (s.Text). Die nicht renormierten Werte sind identisch mit denen von Tab.3, deren Nomenklatur hier übernommen wurde.

NaJ2 (12.7x12.7cm)	m	$\frac{\Delta\omega}{4\pi}$	ξ_{tot}^m	ω_Y^m	$\frac{N_Y(P)}{N_S}$	$\frac{N_Y(SE)}{N_S}$	$\frac{N_Y(C)}{N_S}$
vor der Renormierung	2	.0994	.355	.0150	.0036	.0078	.0125
	1		.548	.0845	.0295	.0539	.0767
	0		.339	.0365	.0083	.0180	.0290
nach der Renormierung	2	.0994	.304	.0150	.0031	.0067	.0107
	1		.469	.0845	.0252	.0461	.0656
	0		.290	.0365	.0071	.0154	.0248

Quadrate wurden deshalb ξ_0 , ξ_1 und ξ_2 dieses Detektors so renormiert, daß sich bei allen Energien zwischen beiden NaJ maximale Übereinstimmung in den $m=\pm 1$ - Anteilen ergab. Als optimaler Renormierungsfaktor stellte sich $\xi_1(\text{neu}) = .855 \xi_1(\text{alt})$ heraus. Die neuen und im weiteren verwendeten Werte für $(N_Y/N_S)^{th.}$ sind in Tab.5 aufgeführt. Die Richtigkeit dieses Renormierungsfaktors wurde durch Messungen mit einer kalibrierten γ -Quelle bestätigt (siehe 3.3.4.).

Die Ergebnisse für den relativen $m=\pm 1$ - Anteil bei der doppelt inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung zeigen nach dieser Renormierungsprozedur weitgehende Konsistenz zwischen beiden γ -Detektoren (siehe Abb.31).

Betrachtet man zusammenfassend die $m=\pm 1$ - Anteile bei allen gemessenen Energien und Detektorwinkeln, so ist festzustellen, daß die sich ergebende m -Verteilung nur relativ schwach vom Winkel des Teilchendetektors abhängt. Mittelt man über alle Meßwerte bei einer Energie, so ergibt sich das in Abb.32 dargestellte Bild: $m=\pm 1$ ist generell (abgesehen von $E_{lab} = 37 \text{ MeV}$) etwas schwächer bevölkert als bei völlig statistischer m - Verteilung zu erwarten, jedoch ist die Bevorzugung von

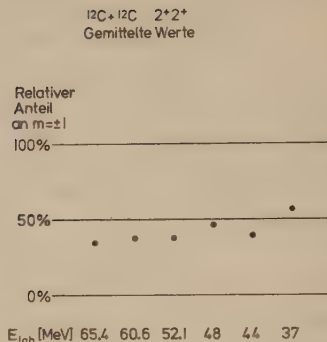
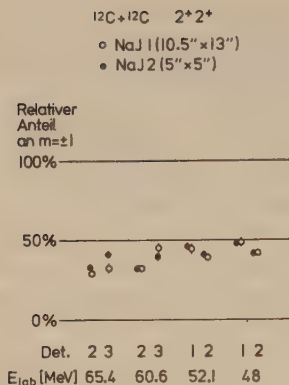


Abb.31 Doppel anregung (2^+2^+) in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$: Vergleich der Ergebnisse für NaJ1 und NaJ2 (nach der Renormierung).

Abb.32 Doppel anregung (2^+2^+) in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$: Relativer $m=\pm 1$ - Anteil bei Mittelung über alle Einzelmessungen (verschiedene REZ und NaJ)

$m = 0$ und ± 2 nicht sehr stark ausgeprägt. Interessant ist die schwache Energieabhängigkeit der m -Verteilung, wenn auch mit zunehmender Einschußenergie eine leichte Abnahme des $m=\pm 1$ - Anteils zu beobachten ist. Auch sind Korrelationen zwischen m -Verteilung und Maxima der 2^+2^+ - Anregungsfunktion (von Cormier et al.) schwerlich festzustellen. Dazu muß aber bemerkt werden, daß die Einschußenergien dieses Experiments in Hinsicht auf Maxima der 2^+ - Anregungsfunktion ausgewählt wurden und deshalb nicht voll zu den Extrema der Doppelanregung korrespondieren.

3.3.3. Ergebnisse für $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{12}\text{C}^*(2^+)$

Die experimentellen $(N_{\nu(\text{SE})}/N_s)$ - Werte für die einfach inelastische $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ - Streuung sind in Tab.6 zusammengefaßt. Durch Vergleich mit den berechneten $(N_{\nu(\text{SE})}/N_s)^m_{\text{th.}}$ - Werten für reine $m = 0$ bzw. ± 2 - Konfiguration läßt sich direkt die relative m -Population $P(0)$ und $P(\pm 2)$ bestimmen:

Tab.6 $(N_{\nu}^{(SE)}/N_S)_{\text{exp}}$ - Werte für Einfachanregung (2^+) in $^{12}_C + ^{12}_C$

$E_{\text{lab}}(\text{MeV})$	Teilchendetektor		
	1	3	4
1.Exp.			
37		.0040 $\pm$.0002	
44		.0038 $\pm$.0007	
48	.0048 $\pm$.0006	.0043 $\pm$.0005	.0041 $\pm$.0011
52.1	.0041 $\pm$.0006		.0067 $\pm$.0016
2.Exp.			
48	.0111 $\pm$.0005	.0072 $\pm$.0009	.0096 $\pm$.0010
52.1	.0091 $\pm$.0004		.0085 $\pm$.0007
60.6	.0072 $\pm$.0003	.0083 $\pm$.0006	.0078 $\pm$.0004
65.4	.0109 $\pm$.0005		.0098 $\pm$.0005

$$(N_{\nu}/N_S)_{\text{exp}} = P(0)\epsilon_0 + P(\pm 2)\epsilon_2 = P(0)\epsilon_0 + (1-P(0))\epsilon_2 \quad (22)$$

wobei durch entsprechende Wichtung zu berücksichtigen ist, daß bei $|m| = 2$ die hier nicht unterscheidbaren Konfigurationen $m=+2$ und $m=-2$ auftreten können, d.h.

$$P(0) + P(+2) + P(-2) = 1 \quad (23)$$

Es ist üblich (MAT73), das alignment in der Form von P_{zz} anzugeben:

$$P_{zz} = \frac{1}{j(j+1)} \left(\sum_m 3m^2 P(m) - j(j+1) \right) \quad (24)$$

wobei j den Spin des betrachteten Zustands bezeichnet. In unserem Falle ($j=2$) vereinfacht sich Gl. (24) zu

$$P_{zz} = \frac{1}{6} \left(\sum_m 3m^2 P(m) - 6 \right) = \frac{1}{2} \sum_m m^2 P(m) - 1 = 1 - 2P(0) \quad (25)$$

Das bedeutet, daß sich bei Vorliegen einer reinen $m=0$ - Konfiguration $P_{zz} = -1$ ergibt, bei vollständigem alignment (d.h. nur $m=\pm 2$) wird $P_{zz} = 1$, bei völlig statistischer m -Verteilung ($P(0)=P(+2)=P(-2)=1/3$) ist $P_{zz} = 1/3$ (hier ist P_{zz} nicht Null, weil der $|m| = 1$ - Unterzustand nicht erlaubt ist.).

Die sich für jede Energie bzw. jeden Teilchen-Detektor-

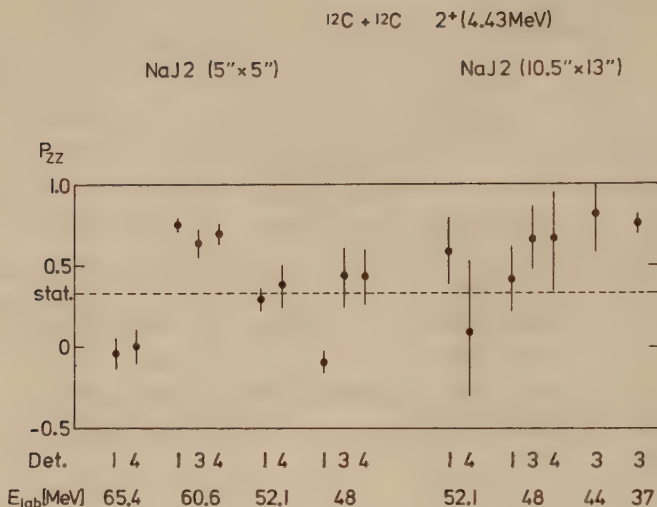


Abb.33 P_{zz} -Werte der einfach inelastischen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Streuung in Abhängigkeit von Einschüßenergie und (Teilchen-) Detektorwinkel (s.Text, Gl. (22) und (25)).

winkel ergebenden P_{zz} -Werte sind in Abb.33 dargestellt. Schon auf den ersten Blick ist eine starke Abhängigkeit des alignments P_{zz} von der Einschüßenergie zu beobachten, z.B. steigt das alignment beim Übergang von der Nicht-Resonanz-Energie 65.4 MeV(lab) zur Resonanzenergie 60.6 MeV(lab) stark an. Diese Energieabhängigkeit von P_{zz} wird im folgenden (s. 3.4.) noch näher diskutiert.

Zunächst soll auf zwei andere Fragen eingegangen werden: (a) auf die Konsistenz der Ergebnisse für die Wiederholungsmessungen bei gleicher Einschüßenergie ($E_{\text{lab}} = 48$ und 52.1 MeV), und (b) auf die Abhängigkeit von P_{zz} vom Detektorwinkel.

Was den ersten Punkt betrifft, so ist Übereinstimmung der mit den beiden verschiedenen γ -Detektoren (NaJ2) bestimmten P_{zz} -Werte innerhalb der statistischen Fehler festzustellen, mit der Ausnahme des Wertes für $E_{\text{lab}} = 48$ MeV / Det. 1. Eine Erklärung

für diese Diskrepanz zwischen beiden Messungen konnte nicht gefunden werden, wobei jedoch bemerkt werden muß, daß beide Werte immerhin innerhalb des doppelten statistischen Fehlers übereinstimmen.

Was den zweiten Punkt, die Winkelabhängigkeit des alignments, betrifft, so weichen die P_{zz} -Werte bei verschiedenen Winkeln (bei gleicher Energie) nur relativ wenig voneinander ab (sieht man von dem erwähnten Meßpunkt 48 MeV / Det. 1 ab), was nicht von vornherein zu erwarten war. Dabei ist jedoch zu bedenken, daß während des ganzen Experiments Θ_{lab} (Teilchen) festgehalten wurde, sodaß für unterschiedliche Energien $\Theta_{c.m.}$ 'wandert' (z.B. für Det.4 von $\Theta_{c.m.}=111.1^\circ$ bei $E_{lab}=37$ MeV bis $\Theta_{c.m.}=105.2^\circ$ bei 65.4 MeV). Offensichtlich hängt P_{zz} i.a. stärker von der Einschußenergie als von dem ausgewählten Teilchenwinkel ab. Dies gilt zumindest für den begrenzten Winkelbereich dieses Experiments.

Um nun zu klaren Aussagen über die Energieabhängigkeit des alignments zu kommen, ist es sinnvoll, winkelmittelte P_{zz} -Werte zu berechnen. Die Art der Mittelung kann jedoch - in Anbetracht der z.T. stark unterschiedlichen Statistik der einzelnen Meßpunkte - zu verschiedenen Ergebnissen führen. Man kann entweder davon ausgehen, daß alle P_{zz} -Werte bei einer Energie zum gleichen physikalischen Prozeß korrespondieren, daß also lediglich ein und derselbe Vorgang mehrfach gemessen wurde. Die alternative Betrachtungsweise besteht darin, daß mit der Messung bei verschiedenen Winkeln im Prinzip auch physikalisch verschiedene Vorgänge erfaßt wurden, sodaß ein gemitteltes $\bar{P}_{zz}$ nur den 'durchschnittlichen' Grad des alignments angibt. Im zweiten Fall sollten folglich die einzelnen P_{zz} -Werte ohne statistische Wichtung gemittelt werden, im anderen Fall dagegen ist es sinnvoll, den statistischen Fehler jeder Einzelmessung bei der Ermittlung von $\bar{P}_{zz}$ einzubeziehen, sodaß gilt:

$$\bar{P}_{zz} = \frac{P_{zz}^{(1)} N_S^{(1)} + P_{zz}^{(2)} N_S^{(2)} + \dots}{\sum_i N_S^{(i)}} \quad (26) \quad \text{und}$$

$$\Delta \overline{P}_{zz} = \sqrt{\left(\frac{N_s^{(1)}}{\sum_i N_s^{(i)}}\right) \cdot (\Delta P_{zz}^{(1)})^2 + \left(\frac{N_s^{(2)}}{\sum_i N_s^{(i)}}\right) \cdot (\Delta P_{zz}^{(2)})^2 + \dots} \quad (27)$$

In Abb.34 sind die winkelmittelten $\overline{P}_{zz}$ - Werte für die beiden genannten Methoden verglichen. Wie man sieht, ergeben sich nur für $E_{\text{lab}} = 48$ MeV Abweichungen, bei den anderen Energien führen beide Mittelungsarten mehr oder minder zu identischen Ergebnissen.

Alle Ergebnisse sind in Tab.7 nochmals zusammengefaßt, den Mittelwerten $\overline{P}_{zz}$ in der letzten Spalte liegt die letztgenannte Wichtungsmethode (s. Gl. (26)) zugrunde. Diese $\overline{P}_{zz}$ - Werte sind in Abb.35 zusammen mit einigen Anregungsfunktionen für das System $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ dargestellt.

Die 'Resonanzabhängigkeit' von $\overline{P}_{zz}$ ist nicht einheitlich: Sowohl bei der niedrigsten ($E_{\text{c.m.}} = 18.5$ MeV) als auch bei der höchsten ($E_{\text{c.m.}} = 30.4$ MeV) Resonanzenergie ist das alignment sehr stark, während bei der dazwischenliegenden Resonanzenergie (24.1

MeV) $\overline{P}_{zz}$ noch unterhalb des statistischen Werts liegt. Andererseits schwanken auch die $\overline{P}_{zz}$ - Werte an den Nicht-Resonanz - Stellen stark von -0.02 bis 0.815 . Mittelt man über jeweils alle Resonanz- bzw. Nicht-Resonanz-Energien, so ergibt sich $\overline{P}_{zz}(\text{res.}) = 0.66 \pm 0.12$ und $\overline{P}_{zz}(\text{nicht res.}) = 0.23 \pm 0.15$

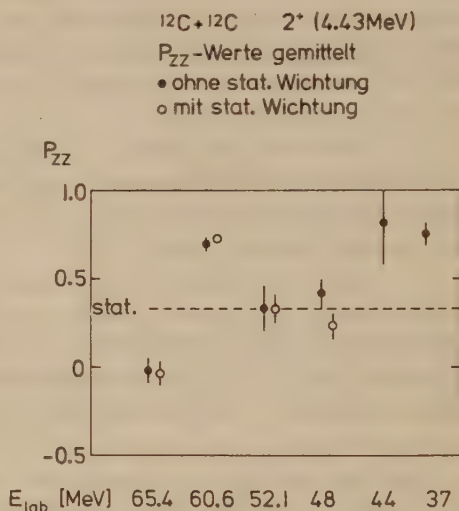


Abb.34 $\overline{P}_{zz}$ - Werte bei der einfachen inelastischen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Streuung: Vergleich der Mittelung (über alle REZ und NaJ) ohne (•) und mit (o) statistischer Wichtung.

Tab.7 P_{zz} -Werte in Abhängigkeit von Energie und Teilchenwinkel.
In der letzten Spalte sind die nach Gl. (26) statistisch gewichteten Mittelwerte $\bar{P}_{zz}$ angegeben.

$E_{c.m.}$ (MeV)	Durchschnittlicher Teilchenwinkel			$\bar{P}_{zz}$
	75°	96°	107°	
18.5	-	.76 ± .07	-	.76 ± .07
22.0	-	.82 ± .24	-	.82 ± .24
24.1	.03 ± .08	.53 ± .16	.49 ± .14	.23 ± .07
26.2	.35 ± .07	-	.32 ± .14	.34 ± .06
30.4	.75 ± .04	.64 ± .09	.70 ± .07	.72 ± .03
32.8	-.04 ± .10	-	.00 ± .11	-.02 ± .08

Eine Diskussion dieser Ergebnisse folgt in Kap. 3.4.

3.3.4. Fehlerbetrachtung

In den Abbildungen und Tabellen der beiden vorhergehenden Kapitel sind nur die statistischen Fehler angegeben. Hier sollen kurz einige andere, systematische Fehlerquellen angesprochen werden, die das Endergebnis möglicherweise verfälschen können.

Generell sind solche Fehler

- (a) in der direkten Auswertung des Experiments
- (b) in den theoretischen (N_p/N_s) - Berechnungen (Programm EFFNAI), von denen die Bestimmung des alignments entscheidend abhängt,
- (c) in möglichen Diskrepanzen zwischen tatsächlicher experimenteller Anordnung und den Voraussetzungen für die EFFNAI - Rechnungen zu suchen.

Die Fehlerquellen in der Ermittlung der experimentellen (N_p/N_s) - Werte waren zunächst dadurch stark vermindert, daß keine Absolutmessung notwendig war, wodurch Ungenauigkeiten in der Kenntnis von Targetdicke, Strom, dem Raumwinkel der Teilchendetektoren etc. ohne Einfluß blieben. Denkbar wären Auswirkungen vom Untergrund anderer Reaktionen sowohl in den Teilchen- wie

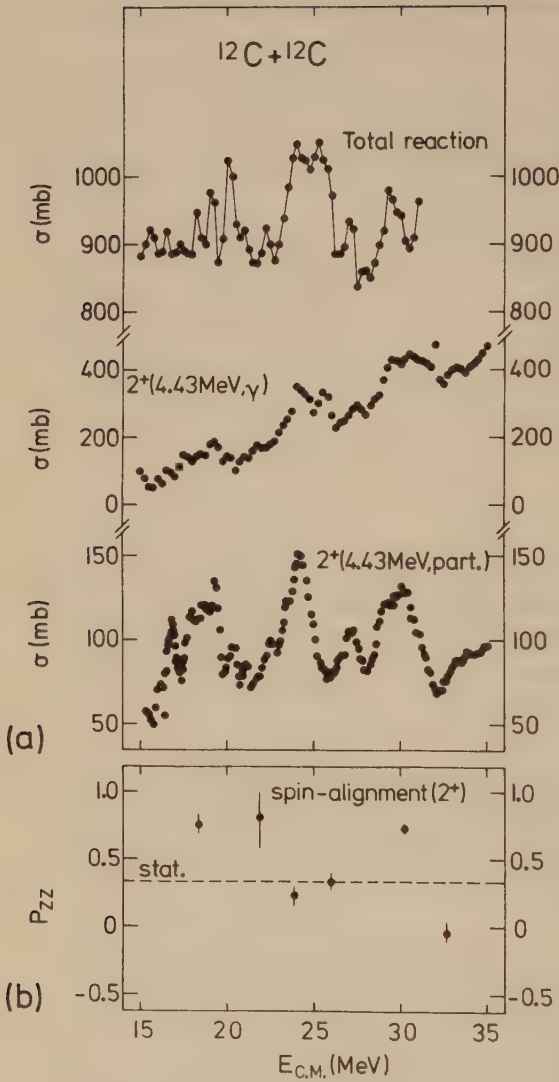


Abb.35 spin-alignment P_{zz} in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$:
In Teil (b) sind die statistisch gewichteten Mittelwerte des alignments (s.Tab.7) in Abhängigkeit von $E(c.m.)$ angegeben. In Teil (a) sind zum Vergleich die Anregungsfunktionen für den totalen Reaktionsquerschnitt (KFH80) und die 2^+ -Anregung (CAB77,CJB78) dargestellt.

γ - Spektren (siehe 3.2.4.). Wie z.B. die Abb. 22-24, 26, 28 zeigen, sind solche Effekte jedoch vernachlässigbar klein, zumal bei der Integration der γ - Linien der - i.a. sehr geringe - Untergrund bereits berücksichtigt wurde.

Ein ernsteres Problem stellen die EFFNAI - Rechnungen zur Bestimmung der theoretischen γ - Nachweisraten dar. Genaue Untersuchungen von W.Trautmann (TRA76) haben ergeben, daß das Programm beim NaJ1 (27cm x 33cm) die Photopeak - efficiency um etwa 10% überschätzt, während die totale efficiency nahezu korrekt berechnet wird. Bei kleineren Detektoren wie dem hier verwendeten 12.7cm x 12.7cm - NaJ sind jedoch noch stärkere Diskrepanzen zwischen berechneter und tatsächlicher efficiency zu erwarten. Es wurde deshalb die in 3.3.2. schon näher beschriebene Renormierungsprozedur durchgeführt, die zu einem Normierungsfaktor bei $(N_p/N_s)_{th.}$ von 0.855 führte. Das heißt: EFFNAI berechnet für den 12.7cm x 12.7cm - NaJ eine um rund 17% zu große efficiency.

Zu diesem Verfahren ist allerdings einschränkend zu sagen, daß bei der zur Renormierung verwendeten Reaktion (2^+2^+) der $|m| = 1$ - Unterzustand dominiert; das bedeutet, daß aufgrund der Winkelverteilungen für verschiedene m-Zustände (siehe Abb.13) hier eher die Mitte des NaJ - Detektors getestet wird. Bei den $m = 0, \pm 2$ - Unterzuständen hingegen, die bei der einfach inelastischen Streuung ausschließlich vorkommen dürfen, wird die γ - Strahlung vorwiegend in den Randbereichen des NaJ nachgewiesen. Für diese äußeren Detektorschichten sind aber efficiency-Rechnungen besonders schwierig und eher mit größeren Fehlern behaftet. Als zusätzlicher Test für die EFFNAI-Rechnungen wurden deshalb Vergleichsmessungen mit einer kalibrierten ^{228}Th -Quelle (höchstenergetische γ - Linie bei 2.614 MeV) durchgeführt. Mit 0.833 (d.h. EFFNAI berechnet um 20% zu hohe efficiencies) ergab sich ein Normierungsfaktor, der dem oben genannten sehr nahe kommt. Eine quantitative Abschätzung des Einflusses von EFFNAI-Ungenauigkeiten auf die P_{zz} -Bestimmung ist nicht einfach, zumal P_{zz} nicht linear von $(N_p/N_s)_{th.}^m$ abhängt (siehe Gl. (20), (21) und (25)), jedoch dürfte der sich daraus ergebende Ma-

ximalfehler von P_{zz} nicht über 10% liegen.

Des weiteren ist es denkbar, daß die geometrischen Annahmen für die $(N_\gamma/N_s)_{th}^m$ - Berechnungen von denen des Experiments abweichen. Dazu gehören misalignment-Effekte, wie sie durch den endlichen Öffnungswinkel der Teilchendetektoren und durch eine Abweichung der NaJ-Position von den angestrebten 90° (relativ zur Streuebene) hervorgerufen werden können, ebenso wie rein geometrische Ungenauigkeiten (z.B. fehlerhafte Messung des Abstands Target-NaJ, was zu unkorrekten NaJ-Öffnungswinkeln führt). Die Auswirkungen der ersten beiden Effekte auf P_{zz} können durch Anwendung von Drehmatrizen (EDM57), die die Eulerschen Winkel enthalten, grob auf maximal 5-8 % abgeschätzt werden. Um den Einfluß möglicher Fehler in der Bestimmung der NaJ-Öffnungswinkel zu überprüfen, wurden EFFNAI-Rechnungen für einen um ± 2 mm veränderten Abstand Target-NaJ durchgeführt, es ergaben sich Änderungen von P_{zz} um etwa 10 %.

Faßt man alle obengenannten Fehlerquellen zusammen, ergibt sich ein Maximalfehler für P_{zz} von $\pm 15 - 20$ %. Es muß aber darauf hingewiesen werden, daß dieser Fehler sich auf alle P_{zz} -Werte in gleicher Weise auswirkt. Die für die Aussagen dieser Untersuchung sehr viel entscheidendere Abhängigkeit des alignments von der Energie wird durch diese Fehler jedoch nur unwesentlich beeinflusst.

3.4. Interpretation der Ergebnisse

3.4.1. Bezug zu anderen alignment - Bestimmungen in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$

In dem hier beschriebenen Experiment wurde erstmals direkt das spin-alignment in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ bestimmt, auch die alternative Methode von Bohlen et al. (BOO78) wurde bis jetzt nur auf das System $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ angewandt. (BDS80). Lediglich eine neuere Arbeit von Cannell et al. (CZB79) mit allerdings anderer Zielrichtung beschäftigt sich experimentell mit der Kopplung von Spin und Bahndrehimpuls bei der inelastischen $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Streuung. Die dort angewandte Methode der Teilchen- γ -Korrelation ergibt

- zumindest qualitativ - eine deutliche Dominanz der alignnten Konfiguration $J=L+2$ über den gesamten Energiebereich $14.5 \text{ MeV} \leq E_{\text{c.m.}} \leq 32 \text{ MeV}$, ohne jedoch quantitative Aussagen über die m - Population machen zu können.

Eine andere Möglichkeit, Informationen über das spin-alignment zu gewinnen, könnten die von Cormier gemessenen (Teilchen-) Winkelverteilungen bieten. Sollte nämlich tatsächlich an den Resonanzstellen ausschließlich eine m - Konfiguration vorliegen, so müßte nach Gl. (2) in Kap.1 das Quadrat nur eines Legendrepolynoms die Winkelverteilung dominieren. Dabei ist natürlich vorausgesetzt, daß die Maxima der Anregungsfunktion - wie allgemein angenommen (s. 2.2.1.) - wirklich jeweils nur zu genau einem Bahndrehimpuls L korrespondieren. Die von Cormier gemessenen Winkelverteilungen (Abb.36) zeigen jedoch bei den Resonanzenergien keine regelmäßigen Oszillationsstrukturen, die sich

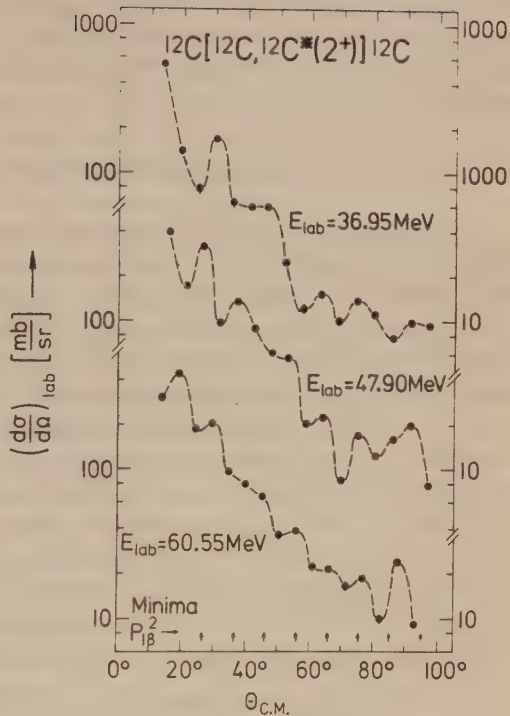


Abb.36 Winkelverteilungen der inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung (nach COR 79) an den drei Resonanzenergien, bei denen die Experimente dieser Arbeit durchgeführt wurden. Im unteren Teil der Abb. sind die Winkel gekennzeichnet, an denen $P_{18}^2(\cos \Theta)$ ein Minimum hat (s.3.4.3.).

einem $P_L^2(\cos \Theta)$ zuordnen ließen. Am ehesten wäre die Winkelverteilung bei $E_{\text{lab}} = 36.95 \text{ MeV}$ einem $P_{12}^2(\cos \Theta)$ zuzuschreiben (entspricht nach der Spinzuzuordnung von Abb.3 dem Fall $J=L$). Ähnlich uneindeutig ist das Bild an den Nicht-Resonanzstellen (hier nicht gezeigt).

3.4.2. Vergleich mit Vorhersagen zum spin-alignment

Im folgenden sollen die experimentellen Ergebnisse mit Vorhersagen verglichen werden, die von den verschiedenen, in Kap.2 näher ausgeführten Modellen gemacht werden. Dabei soll zwischen Vorstellungen unterschieden werden, die nicht den speziellen Resonanzcharakter des Systems $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ betonen, und solchen, die einen spezifischen Resonanzmechanismus voraussetzen.

Zunächst wird man ganz allgemein aus Gründen der Drehimpulsanpassung bei jeder inelastischen Streuung eine Bevorzugung der alignnten Konfiguration erwarten können: Vorausgesetzt, daß der Ausgangskanal der betrachteten Reaktion nur (oder überwiegend) von der größten Partialwelle $L=L_{\text{graz.}}$ dominiert wird, muß in jedem Reaktionskanal, hier speziell im inelastischen, dieser hohe Drehimpuls wieder weggetragen werden können. Man kann den maximal möglichen Drehimpuls eines Ausgangskanals abschätzen (WIL73):

$$L_{\text{max}}(L_{\text{max}}+1) = (kR)^2 \left(1 - \frac{V_{\text{Coul.}}}{E_0}\right) \quad (28)$$

$$L_{\text{max}} = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + (kR)^2 \left(1 - \frac{V_{\text{Coul.}}}{E_0}\right)} \quad (29)$$

wobei $E_0 = E_{\text{c.m.}} - Q$ (Q Energie des angeregten Zustands im Restkern, hier 4.43 MeV)

$$k = .2187 \sqrt{\frac{A_1 \cdot A_2}{A_1 + A_2}} \cdot \sqrt{E_0} \quad (\text{Wellenzahl}) \quad (30)$$

$$R = r_0 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (\text{Wechselwirkungsradius})$$

$V_{\text{Coul.}}$ = Energie der Coulombbarriere

Da E_0 bei inelastischer Streuung immer kleiner als im elastischen Kanal sein wird, ergibt sich generell ein kleineres

$L_{\max}$ als im Eingangskanal. Das kann nur durch additive Kopplung $J = L_{\max} + I$ wieder so 'ausgeglichen' werden, daß der notwendige Eingangsdrehimpuls L_{graz} erreicht wird. Diese Dominanz der align-ten Konfiguration sollte natürlich (bei $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$) für den gesamten Energiebereich, unabhängig von irgendwelchen Resonanzstellen, gelten. Mit dieser einfachen Vorstellung lassen sich die experimentell beobachteten starken Fluktuationen von P_{zz} in Abhängigkeit von der Energie nicht in Einklang bringen.

Einen etwas anderen Weg, ebenfalls ohne spezifischen Resonanzmechanismus, schlagen Phillips et al. (PEB79) ein. Aus der bekannten Oberflächentransparenz von Systemen wie $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ folgern sie, daß die elastische Streuung von diffraktiven Prozessen dominiert wird, die durch eine 'smooth-cutoff' - Parametrisierung der elastischen S-Matrix beschrieben werden können. Die inelastischen Streuamplituden werden nach dem Austern-Blair-Modell berechnet. Nach der Vorstellung von Phillips ist für das Auftreten von Maxima in der inelastischen Streuung ein maximaler 'Überlapp' der Ableitungen der Reflexionskoeffizienten $\partial\eta_l/\partial L$ bzw. $\partial\eta_{l'}/\partial L'$ im Ein- respektive Ausgangskanal verantwortlich. Für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}(2^+)$ ergibt sich nur in der align-ten Konfiguration (d.h. $L' = L - 2$) ein solcher starker Überlapp und zwar gerade bei den Energien, bei denen die 2^+ - Anregungsfunktionen von Cormier et al. ein starkes Maximum aufweisen. Demgegenüber tragen zwischen den Maxima $L' = L$ und $L' = L - 2$ etwa gleich stark bei.

Nach Phillips sind also die Strukturen in der inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Anregungsfunktion allein auf energieabhängige Fenster im Drehimpulsraum, d.h. auf kinematisch optimale Anpassung zwischen Paaren von L-Werten im Ein- und Ausgangskanal zurückzuführen. Die sich daraus ergebende starke Abhängigkeit des alignment von der Energie (Maximum oder Minimum) wird durch die Ergebnisse dieser Arbeit nicht bestätigt (s. Abb.35): Weder zeigen alle Maxima der Anregungsfunktion ein starkes alignment, noch liegen die P_{zz} -Werte an den Minima gleichmäßig im Bereich rein statistischer $m = 0/\pm 2$ - Verteilung.

In den meisten Modellen mit ausgesprochenem Resonanzmecha-

nismus ist zunächst keine explizite Forderung nach einer speziellen m-Konfiguration enthalten. Weder das Imanishi-Modell (2.3.1.), noch das Doppel-Resonanz-Modell (2.3.2.) oder gar das verallgemeinerte doorway-Modell (2.3.4.) sind in ihren generellen Aussagen vom spin-alignment abhängig. Bei der konkreten Anwendung auf ein bestimmtes System wie $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ wird jedoch meist implizit - etwa bei der Berechnung der Wechselwirkungspotentiale und der effektiven Barrieren - die alignte Konfiguration angenommen, wenngleich dies selten ausdrücklich gefordert wird. Hintergrund dieser Annahme ist letztlich immer die Drehimpulsanpassung (s.Gl.(29)) zwischen $L = L_{\text{graz.}}$ und L' , die nur bei $L' = L - 2$ gewährleistet ist.

Im Modell von Tanimura (TAN78, s. 2.4.3.), bei dem die Kopplung zwischen Eingangs- und inelastischem Kanal durch Faltung beschrieben wird, ergibt die separate Berechnung des Wirkungsquerschnitts von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ für jeden einzelnen m - Unterzustand, daß $m = 2$ mit Abstand am meisten beiträgt, ohne daß jedoch kleine, sich von Energie zu Energie ändernde Beimischungen der anderen Konfigurationen völlig zu vernachlässigen sind. Auch wenn hier zwar keine konkreten, quantitativen Aussagen zur m-Verteilung an den in unserem Experiment gewählten Stellen der Anregungsfunktion gemacht werden, so ist zumindest die generelle Tendenz der Aussagen von Tanimura nicht völlig unvereinbar mit den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit. Dennoch übersteigt z.B. der starke Anstieg des P_{zz} -Werts von 32.8 nach 30.4 MeV (c.m.) wohl die Möglichkeiten dieses Modells.

Als letztes sei hier noch kurz auf die Generator-Koordinaten-Methode von Baye und Heenen (2.4.2.) hingewiesen, wo - allerdings bei der Untersuchung anderer Systeme wie $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ und $^{14}\text{C}+^{16}\text{O}$ (HEB79,BHL78) - bei der Berechnung der effektiven Barrieren nur die Annahme der alignten Konfiguration zu der vorhergesagten Resonanzstruktur führt.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß alle hier genannten Vorstellungen an den Stellen der Maxima der 2^+ - Anregungsfunktion implizit oder explizit vollständiges oder zumindest weitgehendes spin-alignment zugrundelegen, während an der Position der Minima ebenfalls reine $m=+2$ - Bevölkerung (z.B. infolge der Drehimpuls-

anpassung) oder eine Mischung der verschiedenen m - Unterzustände vorhergesagt werden. Keine dieser Annahmen über die m - Population wird jedoch durch das Experiment bestätigt.

3.4.3. Vergleich mit dem Band-Crossing-Modell

Das Band-Crossing-Modell von Abe (2.3.6.) geht davon aus, daß sich die elastische Molekularbande mit einer oder mehreren inelastischen Banden schneiden kann; im Bereich dieser Kreuzungspunkte führt die starke Kopplung zwischen beiden Konfigurationen zu resonanzartigen Strukturen in den Anregungsfunktionen. Nimmt man mit Abe im System $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ das gleiche Trägheitsmoment für alle Banden an, so ergibt sich - s.Abb.9 - nur ein einziger Schnittpunkt mit der elastischen Bande: nur die alignierte ($J=L+2$) Bande kreuzt sich mit ihr im Bereich zwischen $J=10$ und 12 , während die $J=L$, $L-2$ - Banden deutlich von ihr getrennt verlaufen. Für die Erklärung der inelastischen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Resonanzen ist also nach Abe unabdingbare Voraussetzung, daß über den gan-

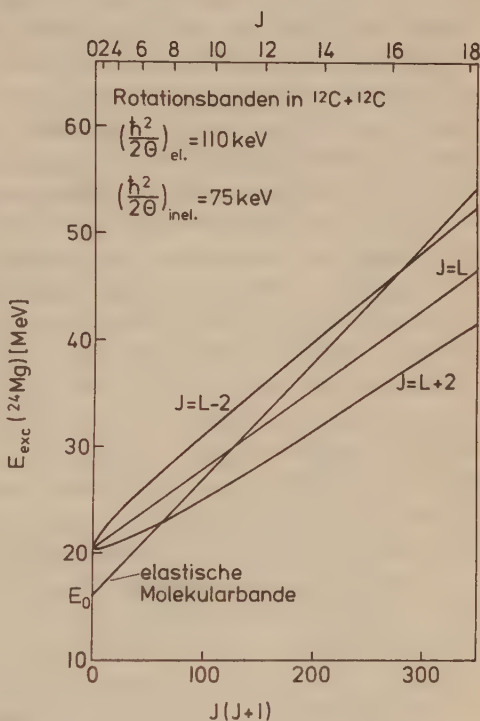


Abb.37

Rotationsbanden im Band-Crossing-Modell für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, im Gegensatz zu Abb.9 werden hier für elastische und inelastische Banden unterschiedliche Trägheitsmomente angenommen.

zen hier betrachteten Energiebereich (ohne Abhängigkeit von Maxima oder Minima in den Anregungsfunktionen) die inelastische Streuung (fast) ausschließlich über die alignte Konfiguration abläuft. Diese Annahme steht in offensichtlichem Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen dieser Arbeit.

Eine Möglichkeit, diesen Gegensatz zwischen Modell und 'Wirklichkeit' aufzulösen, könnte darin bestehen, von der strikten Forderung nach Konstanz des Trägheitsmoments in allen Banden abzugehen; es ist durchaus denkbar, daß durch Anregung eines Zustands im ^{12}C -Kern sich die innere Struktur so verändert, daß Θ über den Wert im Grundzustand anwächst. Rechnungen von Abe (in GOB79) mit einem $(\hbar^2/2\Theta)_{\text{inel.}} = 75 \text{ keV}$ (zum Vergleich: $(\hbar^2/2\Theta)_{\text{el.}} = 110 \text{ keV}$) führen in der Tat dazu (s. Abb. 37), daß alle drei inelastischen Banden Kreuzungspunkte mit der elastischen Bande besitzen. Interessant ist vor allem, daß bei $J=16$ ein Schnittpunkt der anti-alignten ($J=L-2$) mit der elastischen Bande vorliegt; gerade bei der Energie (30.4 MeV (c.m.)), die diesem J -Wert entspricht, wurde ja in diesem Experiment eine starke $|m| = 2$ - Dominanz gemessen. Vergleicht man diese Annahme eines 'anti-alignment' mit der Winkelverteilung von Cormier (Abb. 36), so sollte diese infolge der $J=L-2$ - Konfiguration bei dieser Energie (in Abb. 36 $E_{\text{lab}} = 60.55 \text{ MeV}$) deutlich von $P_{18}^2(\cos\Theta)$ beherrscht werden ($J=16 \nmid L=J+2=18$). In Abb. 36 sind unten die Positionen der Minima von $P_{18}^2(\cos\Theta)$ durch Pfeile gekennzeichnet: man erkennt ganz deutlich, daß diese Minima nicht mit denen der experimentellen Winkelverteilung übereinstimmen.

Bei $J=10$ liegt der Kreuzungspunkt der elastischen mit der inelastischen $J=L$ - Bande, d.h. in diesem Energiebereich sollte $m=0$ klar überwiegen. Im Experiment wurde jedoch gerade bei $E_{\text{c.m.}} = 18.5 \text{ MeV}$ ein starkes alignment gemessen, was einen weiteren Widerspruch zur Abe-schen Rechnung darstellt.

Insgesamt muß festgestellt werden, daß die Vorhersagen des Band-Crossing-Modells - unabhängig von den angenommenen Trägheitsmomenten - vom Experiment eindeutig widerlegt werden. Es sei noch erwähnt, daß auch die Vorhersagen für die doppelt inelastische $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Streuung (Beitrag nur von $J=L+4$, d.h. bei

beiden ^{12}C -Kernen Spin parallel zum Bahndrehimpuls, s. ABE75, AKM78) keine Bestätigung in den Daten finden (s. Abb. 32).

3.4.4. Mögliche Ursachen für die Abweichungen von den Vorhersagen

Da offensichtlich keines der in 3.4.2. und 3.4.3. genannten Modelle die Energieabhängigkeit des spin-alignments in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ richtig wiedergeben kann, ist nach den möglichen Ursachen für diese Nicht-Übereinstimmung zu fragen.

Zum ersten ist zu überlegen, ob die einfache, direkte Kopplung zwischen Grundzustand und dem 2^+ (4.43 MeV) - Niveau wirklich alle relevanten Freiheitsgrade des Systems umfaßt. Wie schon in 2.3.4. angedeutet (s. Abb. 7), sind gleichzeitig durchaus verschiedene Konfigurationen als doorway-Zustände vorstellbar, die auch untereinander koppeln und sich somit gegenseitig beeinflussen können. In erster Linie könnten dabei α -Cluster (oder allgemeiner α -Substrukturen) eine nicht vernachlässigbare Rolle spielen. Die Beteiligung z.B. von α -Cluster-Austausch zwischen den beiden ^{12}C -Kernen würde wohl eine starke Reaktionskomponente senkrecht zur Streunormalen darstellen und müßte sich in $m=0$ - Beiträgen zum Streuprozeß äußern.

Eine ganz andere Frage ist die, ob die Grobstrukturen in der $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ - Anregungsfunktion wirklich - wie allgemein angenommen - als Ganzes immer nur einem zugrundeliegenden physikalischen Prozeß und genau einer Partialwelle zuzuordnen sind, oder ob nicht jeder (oder einige) dieser breiten Maxima aus voneinander völlig unabhängigen intermediären Strukturen mit verschiedenem Spin zusammengesetzt ist. In der 2^+ - Anregungsfunktion von Cormier et al. sind ja (s. Abb. 11) bei niedrigen Energien in der Teilchenmessung und auch bei höheren Energien in der γ - Messung deutliche Fragmentierungen zu erkennen. Bei der in diesem Experiment gegebenen Energieverschmierung (s. Tab. 2) wurde über diese feineren Strukturen nicht gemittelt.

Einen weiteren Hinweis auf eine mögliche stärkere Komplexität der Grobstrukturen in diesem Massenbereich liefern die Untersuchungen (JBB79, BDS80) der inelastischen $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ -Streuung

(s.2.2.4.), in denen innerhalb enger Energiebereiche (20 bis 23 MeV(c.m.)) Resonanzspins ermittelt wurden, die um bis zu 4 $\hbar$ differieren. Im Licht dieser Messungen ist es keineswegs mehr auszuschließen, daß auch in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ jede Grobstruktur Resonanzen verschiedenen Spins umfaßt; dies müßte viele der Aussagen in den Modellen und der Interpretation der Ergebnisse in Frage stellen.

Zusammenfassend läßt sich folgendes sagen:

- (a) Die Ergebnisse dieses Experiments stehen mit keinem der bisher vorgeschlagenen Modelle im Einklang.
- (b) Um mehr Klarheit im Verständnis der Strukturen in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ zu gewinnen, wäre es wünschenswert, alignment-Messungen auch in feineren Energieschritten über eine breite Grobstruktur zu machen, um den eventuellen Einfluß intermediärer Strukturen auf P_{zz} zu ermitteln. (**)
- (c) Die grundsätzliche Frage, ob in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ jede auftretende Grobstruktur nur einem einzigen Drehimpuls zuzuordnen ist oder ob sie aus intermediären Resonanzen verschiedener Natur und verschiedenen Spins zusammengesetzt ist, sollte durch direkte Messung (z.B. über γ -Teilchen-Korrelationen) dieser Spins entschieden werden.

(**) Nach Beendigung dieser Arbeit wurde bekannt, daß inzwischen von Erb (ERB80) das spin-alignment in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}(2^+)$ mit einer ähnlichen Methode, jedoch in kleineren Energieschritten und über einen größeren (Teilchen-) Winkelbereich gemessen wurde. In dieser Untersuchung tritt nur bei niedrigeren Energien ($E(\text{c.m.}) \lesssim 26$ MeV) eine stärkere Abhängigkeit der P_{zz} -Werte sowohl vom Teilchenwinkel als auch von feineren Strukturen der Anregungsfunktion auf. Ab etwa 25.5 MeV(c.m.) liegt P_{zz} nahezu konstant zwischen 0 und - 0.5 (auch bei kleineren Energien ist $m=0$ überwiegend dominant), was im klaren Widerspruch zu den Ergebnissen dieser Arbeit steht.

4. Das System $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$

4.1. Motivation der Messungen

Die in Kap.2 beschriebenen intermediären und Grobstrukturen in der elastischen und inelastischen Streuung sind offensichtlich stark systemabhängig. Die Frage, welche Eigenschaften der am Prozeß beteiligten Kerne für das Auftreten oder Nicht-Auftreten der Strukturen am bedeutendsten sind, ist für das Verständnis des Resonanzmechanismus und die Beurteilung der vorgeschlagenen Modelle von entscheidender Bedeutung. Das System $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ könnte aus verschiedenen Gründen wichtige Kriterien für die Lösung dieser Probleme liefern:

- (a) ^{14}C hat im Vergleich zu ^{12}C zwei zusätzliche Valenzneutronen, ist in dieser Hinsicht also ähnlich wie ^{18}O im Vergleich zu ^{16}O ;
- (b) aber: die Nukleonenschalen in ^{14}C sind abgeschlossen. ^{14}C besitzt die abgeschlossene $p_{1/2}$ - Neutronenschale wie ^{16}O und die abgeschlossene $p_{3/2}$ - Protonenschale wie ^{12}C ;
- (c) die niedrigsten angeregten Zustände in ^{14}C liegen - ähnlich wie in ^{16}O , aber im Gegensatz zu vielen anderen Kernen wie ^{18}O - über 6 MeV. Das könnte im Sinne der Argumentation von 2.1.2. wie in $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ zu einer starken Oberflächentransparenz führen.
- (d) Andererseits: Die geringere Kollektivität und die hohe Anregungsenergie der ersten Zustände in ^{14}C sollte einen ausgeprägten Kopplungsmechanismus wie in $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (s.2.3.) stark erschweren.
- (e) ^{14}C besitzt wohl nicht - wie ^{12}C und ^{16}O - irgendeine α -Substruktur, $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ wäre also nach dem α -Cluster-Modell (s.2.3.3.) kein bevorzugter 'Kandidat' für resonanzartige Strukturen.

Welche der Kriterien (a) bis (e) nun wirklich für den Resonanzmechanismus maßgebend sind, sollte durch die erstmalige Messung der Anregungsfunktionen der elastischen und inelastischen

Streuung von $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ über einen weiten Energiebereich ($E_{\text{c.m.}} = 6 - 35 \text{ MeV}$, Schrittweite 0.5 MeV) untersucht werden.

4.2. Die Experimente - Methode und Auswertung

Die elastische und einfach inelastische $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Streuung wurde über Teilchen gemessen, die doppelt inelastische Streuung nach der $\gamma\gamma$ -Methode. In 4.2.1. und 4.2.2. werden zunächst die Teilchenmessungen behandelt, wobei die Bemerkungen über ^{14}C -Strahl und ^{14}C -Target in 4.2.1. auch für die $\gamma\gamma$ -Messungen Gültigkeit besitzen.

4.2.1. Experimenteller Aufbau (Teilchenmessungen)

Die Experimente - wie die an $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (Kap.3) am Münchner MP-Tandem durchgeführt - wurden nur durch Entwicklung einer ^{14}C -Quelle und von ^{14}C -Targets möglich.

Der ^{14}C -Strahl wurde aus einer von Kutschera et al. (MKS78) entwickelten Sputterquelle mit einem Fe_3C -Pellet mit 90 %iger ^{14}C -Anreicherung extrahiert, wobei die Radioaktivität des Materials (80 mCi) besondere Anforderungen an Betrieb und Handhabung stellte. Der maximale Strahlstrom während der Experimente betrug etwa 5 pA .

Die (freitragenden) ^{14}C -Targets wurden im Technologischen Labor der Universität München von H.J.Maier (MAI79) durch thermisches Cracken aus $\text{CH}_3\text{-J}$ hergestellt, wobei ^{14}C zu etwa 80% angereichert war. Die gesamte Targetdicke wurde durch Messung der Mott-Streuquerschnitte bei Sub-Coulomb-Energien (6 MeV(c.m.)) und unabhängig davon durch Bestimmung des Energieverlusts von $5.5 \text{ MeV-}\alpha$ -Teilchen zu $96 \pm 17 \mu\text{g/cm}^2$ bestimmt.

Der etwa 20 %ige ^{12}C -Anteil im Target ermöglichte zwar die gleichzeitige Messung der Streuung von ^{14}C an ^{12}C , doch waren andererseits durch teilweise kinematische Überlappungen in den Ausgangskanälen der Systeme $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{14}\text{C}+^{12}\text{C}$ besondere Anforderungen an das Nachweissystem gestellt. Diese konnten durch Verwendung der Methode der kinematischen Koinzidenzen erfüllt

werden. Details zu diesem Verfahren werden in 4.2.2. behandelt.

Das Experiment (Teilchenmessung) wurde in einer Streukammer (HMR70) mit 80 cm Durchmesser durchgeführt, die eine sehr präzise Detektormontierung ($\pm 0.1^\circ$) und - mithilfe mehrerer Blenden - eine ausgezeichnete Kollimierung (Strahlfleckdurchmesser $\lesssim 2$ mm) des Strahls erlaubte. Zur Messung des Stroms diente ein etwa 2 m langer, isolierter Faraday-Cup.

Das Prinzip der experimentellen Anordnung ist in Abb.38 dargestellt. Die Detektoren und deren Anordnung waren ähnlich wie bei den $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Experimenten (s.3.2.2.): Die Teilchen wurden

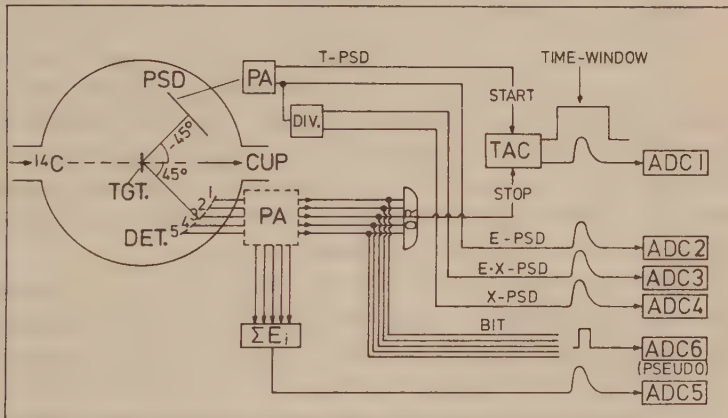


Abb.38 Schematische Darstellung des experimentellen Aufbaus und der Elektronik (nach KON80). PA=Vorverstärker, DIV = Analogdivisor für die PSD-Signale (s.3.2.2.). Nur wenn innerhalb von 400 nsec. nach Starten des TAC (durch ein PSD-Signal) ein Stop-Signal von einem der REZ eintraf, wurde das Zeitfenster des TAC (valid stop) geöffnet und die Detektorsignale zu den ADC durchgelassen.

von fünf rechteckförmigen Halbleiterdetektoren (REZ1 bis 5) unter 35° , 40° , 45° , 50.3° und 55.3° in Koinzidenz zu einem unter -45° stehenden ortsempfindlichen Halbleiterdetektor (PSD) registriert. Durch diese Wahl der Winkel sollte die Symmetrie der elastischen Streuung identischer Teilchen um 90° genutzt werden, um die Kon-

Tab.8 Detektor-efficiencies
 $\text{Eff} = R^2/B$ für die verschiedenen REZ eff bei der elastischen $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ -Streuung.
 (R=Abstand Detektor-Target,
 B_{eff} = effektive Blendenfläche)

REZ	Eff (1/sr)	Eff bezogen auf REZ 1
1	2112	1.000
2	1766	0.836
3	1480	0.701
4	1242	0.588
5	1036	0.491

sistenz der Ergebnisse von REZ1/REZ5 bzw. REZ2/REZ4 zu prüfen. Zur Messung von Winkelverteilungen konnten die Detektoren jedoch auch in jede beliebige Winkelposition gedreht werden. Durch die Wahl der geometrischen Anordnung (PSD: Abstand zum Target 113mm, Blende 5mm x 46mm, REZ entsprechend 163mm und 2.5mm x 19mm) war in Richtung der Streunormalen (also senkrecht zur Zeichenebene in Abb.38) der PSD

der definierende Zähler, während dies in der Reaktionsebene die REZ waren. Es ergaben sich deshalb für die einzelnen REZ unterschiedliche 'efficiencies' (d.h. effektive Raumwinkel), deren Berechnung in KON80 durchgeführt wurde. Die Ergebnisse für die elastische $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ -Streuung sind in Tab.8 angegeben.

Die elektronische Verarbeitung der Signale - in Abb.38 schematisch dargestellt - war identisch mit der Behandlung der Kinematischen Koinzidenzen bei den $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Experimenten (s.3.2.2.): Zwischen den REZ und dem PSD bestand eine schnelle Koinzidenz (TAC), nur bei Vorliegen eines 'echten' Ereignisses wurden die ADC durch ein entsprechendes Gate-Signal geöffnet. Die Zuordnung des aufsummierten REZ-Energie-Signals zu dem jeweils angesprochenen REZ geschah durch Kodierung mithilfe des Pseudo-ADC (s.3.2.2.).

4.2.2. Auswertung der Kinematischen Koinzidenzen

Wie in 4.2.1. erwähnt, ist die einwandfreie Identifizierung der $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ -Ausgangskanäle durch den ^{12}C -Anteil im Target nicht durch den einfachen Teilchennachweis in nur einem Detektor möglich: Die Kinematik - in Tab.9 für einige Ausgangskanäle am Beispiel $E_{\text{lab}} = 60 \text{ MeV}$, $\Theta_{\text{lab}} = 40^\circ$ gezeigt - ergibt, daß sich

Tab.9 Kinematik für verschiedene Ausgangskanäle von $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C} (^{12}\text{C})$ für $E(\text{lab}) = 60 \text{ MeV}$ und $\Theta_3 = 40^\circ$. (Nomenklatur $A_1(A_2, A_3)A_4$)

Eingangskanal	Ausgangskanal	E_3 (MeV)	Θ_4 ($^\circ$)	E_4 (MeV)
$^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$	$^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$	35.18	49.9	24.82
	$^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}^*(6.73)$	28.05	42.7	25.22
	$^{13}\text{C} + ^{15}\text{C}^*(0.74)$	28.56	41.0	23.74
	$^{12}\text{C} + ^{16}\text{C}^*(1.75)$	27.94	38.2	22.66
	$^7\text{Li} + ^{21}\text{F}^*(3.45)$	27.96	26.3	19.76
$^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$	$^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$	30.87	45.6	29.13
	$^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}^*(4.43)$	25.76	40.2	29.81
	$^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$	34.96	44.7	25.04
	$^{12}\text{C}^*(4.43) + ^{14}\text{C}$	30.00	40.1	25.56
	$^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}^*(6.73)$	27.24	37.5	26.03
	$^9\text{Be} + ^{17}\text{O}^*(0.87)$	29.01	32.0	22.60
	$^{10}\text{Be}^*(3.37) + ^{16}\text{O}$	28.22	33.8	23.56

unter anderem die Kanäle $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{C})^{14}\text{C}$ und $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ bezüglich der Energie E_3 nur so geringfügig unterscheiden, daß eine Trennung nicht möglich ist. (es sei immer die Nomenklatur $A_1(A_2, A_3)A_4$ zugrundegelegt, d.h. E_3 und Θ_3 beziehen sich auf A_3). Weist man jedoch auch den zweiten Kern des Ausgangskanals bezüglich Winkel und Energie nach, so ist durch Θ_4 eine eindeutige Unterscheidungsmöglichkeit zwischen den beiden genannten Reaktionen gegeben.

Eine Alternative zu der Methode der Kinematischen Koinzidenzen wäre die Messung mit einem $\Delta E/E$ - Teleskop (zur Z-Bestimmung) und der Flugzeit (zur Massenbestimmung). Das Verfahren der Kinematischen Koinzidenz hat jedoch neben dem geringeren experimentellen Aufwand den Vorteil, daß in Ausgangskanälen, bei denen die Massen A_3 und A_4 sich stark voneinander unterscheiden (bei $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ z.B. $p + ^{27}\text{Na}$ oder $\alpha + ^{24}\text{Ne}$) aufgrund der Kinematik bei den gewählten Winkeln von vornherein nicht beide Teilchen in die Detektoren gelangen können. Auf diese Weise wird eine un-

nötige Belastung von Elektronik und Aufnahmesystem vermieden. Ein Nachteil der Methode besteht jedoch darin, daß auch für interessierende Reaktionen wie $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{C}^*(6.73 \text{ MeV})) ^{14}\text{C}^*(6.73 \text{ MeV})$ bei kleinen Energien der zweite Kern (A_4) aus dem Winkelbereich des Θ_4 -Zählers (hier des PSD) fällt und somit kein Nachweis möglich ist.

Für jedes koinzidente Ereignis werden also E_3 , Θ_3 (= Position des REZ), E_4 , Θ_4 als Meßgrößen registriert. Aus diesen vier Größen können aufgrund von Energie- und Impulserhaltung direkt die Massen und der Q-Wert des Ausgangskanals berechnet werden:

$$m_3 = \frac{E_1 \cdot m_1 \cdot \sin^2 \Theta_4}{E_3 \cdot \sin^2 (\Theta_3 + \Theta_4)} \quad (31)$$

$$m_4 = \frac{E_1 \cdot m_1 \cdot \sin^2 \Theta_3}{E_4 \cdot \sin^2 (\Theta_3 + \Theta_4)} \quad (32)$$

$$Q = E_3 + E_4 - E_1 \quad (33)$$

Zwar ist $m_3 + m_4 = m_1 + m_2$, wegen des ^{12}C -Anteils im Target ist jedoch die Summe der beiden Massen zunächst nicht festgelegt. Die Kernladungszahlen im Ausgangskanal sind mit diesem Verfahren nicht meßbar; das bedeutet, daß verschiedene Reaktionskanäle mit gleichen Massen m_3 , m_4 und gleichem Q-Wert nicht trennbar sind (z.B. $^{13}\text{C} + ^{15}\text{C}$, $E^* = 3.68 \text{ MeV} \rightarrow Q = -10.64 \text{ MeV}$ und $^{13}\text{B} + ^{15}\text{N}$, $E^* = 0 \rightarrow Q = -10.62 \text{ MeV}$). Im Falle der $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ -Streuung haben die anderen in Frage kommenden Kanäle mit $m_3=14$, $m_4=14$ jedoch so stark negative Q-Werte (z.B. $^{14}\text{B} + ^{14}\text{N}$: $Q = -20.48 \text{ MeV}$), daß in dieser Hinsicht keine Probleme auftreten können.

Zur Identifizierung der einzelnen Reaktionen standen somit folgende Spektren zur Verfügung: E_3 (Energie im REZ), E_4 (Energie im PSD), $E_4 \cdot x$ ($x \hat{=} \Theta_4$ (PSD), siehe 3.2.2.), x , m_3 , m_4 , Q-Wert. Durch geeignete Fenstersetzung in einem oder mehreren dieser Spektren konnte in allen Fällen erreicht werden, daß zumindest in einem Spektrum die interessierende Linie praktisch untergrundfrei integriert werden konnte. Bezüglich der Details dieses Auswerteverfahrens sei auf die Arbeit von D. Konnerth (KONSQ) verwiesen, hier soll nur kurz ein Beispiel anhand von Abb. 39 er-

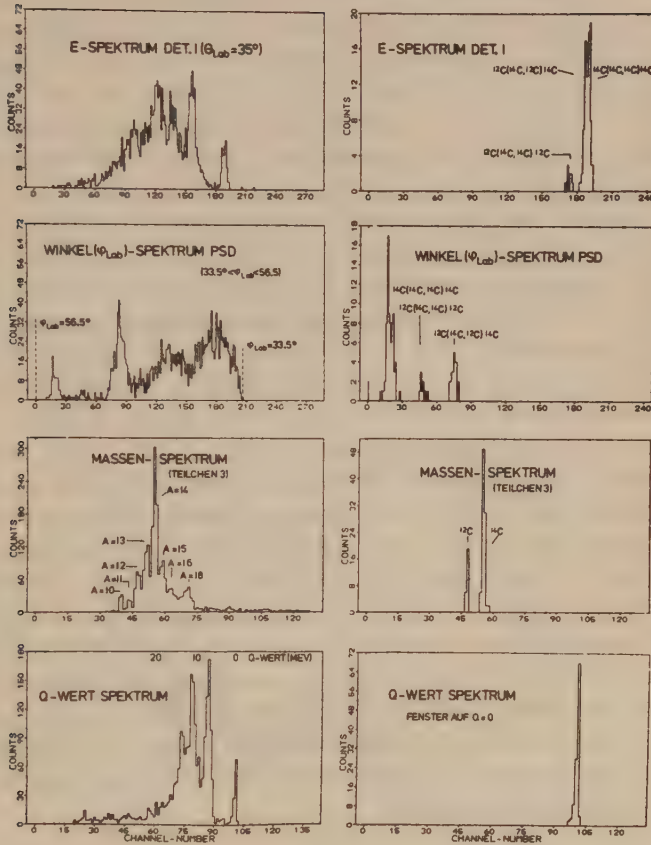


Abb. 39 Auswertung der kinematischen Koinzidenzen am Beispiel von $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}(^{12}\text{C})$ bei $E(\text{lab}) = 62 \text{ MeV}$. Bei den linken vier Spektren wurde lediglich Koinzidenz zwischen REZ1 und PSD verlangt, rechts wurde zusätzlich ein Fenster auf $Q=0$ gesetzt, sodaß alle Ereignisse außer der elastischen Streuung verworfen wurden (s. Text). Im Winkelspektrum des PSD (mit Fenster auf $Q=0$) ist die Linie der elastischen $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ -Streuung völlig von den $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Linien getrennt.

läutert werden: Im linken Teil von Abb.39 sind - ohne Fenster-
setzung - von oben nach unten die Spektren für E_3 , Θ_4 (in Abb.39
mit φ_{lab} bezeichnet), m_3 , Q-Wert dargestellt. Die Linien der ^{14}C -
Streuung treten zwar dominant hervor (z.B. im E_3 -Spektrum
 $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{C})^{14}\text{C}$ und (nicht getrennt) $^{12}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{12}\text{C})^{14}\text{C}$ in den Ka-
nälen 185-190 sowie $^{14}\text{C}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{C})^{14}\text{C}^*(6.73 \text{ MeV})$ im Kanalbereich
150-160), jedoch ist eine völlig untergrundfreie Integration
noch nicht möglich. Setzt man jedoch im Q-Wert-Spektrum ein Fen-
ster auf $Q=0$, so bleiben - siehe rechten Teil von Abb.39 - nur
noch die Linien der elastischen Streuung von ^{14}C an ^{14}C und ^{14}C
an ^{12}C übrig, wobei im Θ_4 ($= \varphi_{lab}$ in Abb.39) - Spektrum diese bei-
den Kanäle eindeutig voneinander getrennt sind. Bei der inelasti-
schen $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Streuung ist das Verfahren ähnlich, wobei jedoch we-
gen der kinematischen Ähnlichkeit von $^{13}\text{C}+^{15}\text{C}$ (s.Tab.9) mehrere
Fenster (auch in den Massenspektren) gesetzt werden mußten.

Abschließend sei noch kurz die Auflösung erwähnt. Sie
setzt sich in den Energiespektren im wesentlichen aus der Detek-
torauflösung, dem unterschiedlichen Energieverlust im Target und
der durch die endliche Detektoröffnung bedingten Energieverschmie-
rung zusammen. Es ergibt sich - je nach Einschußenergie - eine
Linienbreite in den Einzelspektren von 1 - 1.5 MeV. Im Q-Wert-
Spektrum kompensieren sich jedoch die kinematischen Effekte in
den beiden aufaddierten Energien E_3 und E_4 gegenseitig, sodaß
hier die Auflösung deutlich besser wird. Die Auflösung in den
Massenspektren hängt nach Gl. (31) und (32) von $\Delta E_3/E_3$, $\Delta E_4/E_4$
und den entsprechenden Winkelauflösungen $\Delta \Theta_{ab}$ ab. Im mittleren
Energiebereich ergab sich eine Massenauflösung von etwa 0.2 bis
0.5 Masseneinheiten (KON80).

4.2.3. Die $\gamma\gamma$ - Experimente

Die doppelt inelastische Streuung von $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ lag bei den
Teilchenexperimenten weitgehend außerhalb des Nachweisbereichs
Kinematischer Koinzidenzen, sie wurde deshalb gesondert durch
koinzidenten Nachweis der beiden γ -Quanten in zwei NaJ(Tl) -
Detektoren gemessen. Der untersuchte Energiebereich lag bei

$28 \text{ MeV} \leq E_{\text{lab}} \leq 65 \text{ MeV}$. In einem weiteren Experiment wurde die Doppelanregung zum $3^- (6.13 \text{ MeV})$ - Zustand in $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ für $53 \text{ MeV} \leq E_{\text{lab}} \leq 72.2 \text{ MeV}$ gemessen.

Die experimentelle Anordnung war analog zu der für die $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ -Messung (s.3.2.): Zwei NaJ-Detektoren (bei $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$: $27\text{cm} \times 33\text{cm}$ und $12.7\text{cm} \times 12.7\text{cm}$; bei $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$: beide $27\text{cm} \times 33\text{cm}$) standen sich gegenüber, jeweils unter 90° zur Strahlachse. Während bei den Einzel - γ - Spektren die in Frage kommenden Linien von ^{14}C fast völlig im Untergrund verschwanden, war bei Verwendung einer schnellen Koinzidenz zwischen den beiden NaJ (mithilfe eines TAC) und durch Setzen eines Fensters im γ - Spektrum eines der beiden Detektoren eine ausreichende Reduzierung des Untergrunds möglich. Als Beispiel hierfür sei Abb.40 gezeigt.

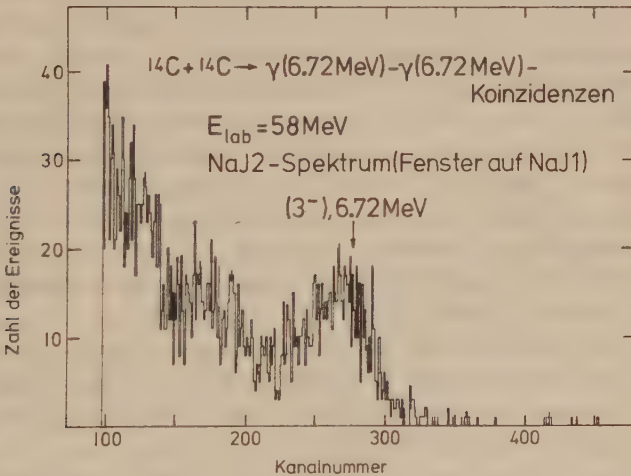


Abb.40 Messung der doppelt inelastischen $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ -Streuung durch $\gamma\gamma$ - Nachweis: Auf die 6.7 MeV-Linie im NaJ1 und die prompte Linie im TAC wurden Fenster gesetzt; im koinzidenten NaJ2-Spektrum tritt darauf die 6.7 MeV-Linie deutlich hervor.

Für die eindeutige Zuordnung der Linie bei Kanal 270 in Abb.40 zum 3^- (6.73 MeV) - Zustand in ^{14}C reichte die Auflösung des NaJ (etwa 6-7 %) allein nicht aus, weitere Argumente für die Richtigkeit dieser Annahme werden in 4.3.3. genannt.

Zwei Punkte, die zu Schwierigkeiten in der Auswertung führen können, seien noch erwähnt: (a) Die Reaktion $^{127}\text{J}(n,\gamma)$ im Detektormaterial ergibt gerade bei 6.8 MeV eine γ - Linie. Diese ist jedoch infolge der Laufzeitunterschiede der Neutronen vom Target zum Detektor mithilfe des TAC (prompter $\gamma(^{14}\text{C})$ -peak gegen verzögerten n-peak) klar von der interessierenden 6.7 MeV-Linie von ^{14}C zu trennen. (b) Die Reaktion $^{16}\text{O}(^{14}\text{C}, ^{14}\text{C}^*)^{16}\text{O}^*$ - von einem möglichen ^{16}O -Anteil im Target - könnte zwei koinzidente γ - Quanten zwischen 6 und 7 MeV liefern. Die Untersuchung der Massenspektren bei den Teilchenmessungen ergab jedoch, daß die ^{16}O - Verunreinigung im ^{14}C -Target vernachlässigbar klein war.

Ein schwieriges Problem bei allen γ - Messungen stellt die Absolutnormierung der Wirkungsquerschnitte dar, da zum einen kleine Ungenauigkeiten in der Messung der NaJ-Geometrie (Abstand Target-Detektor) erhebliche Änderungen im effektiven Raumwinkel bewirken und zum anderen die efficiency eines NaJ(Tl) - zumindest bei so hohen γ - Energien - nicht genau genug bekannt ist.

Hier wurden zwei Wege zur Lösung des Problems beschnitten:

- (a) Die Geometrie der Anordnung wurde so sorgfältig wie möglich gemessen und die sich damit ergebende γ - Nachweisrate durch Berechnung mit EFFNAI (s.3.3.1.) ermittelt.
- (b) Die beiden koinzidenten γ - Übergänge (1173 keV, 1332 keV) einer in Targetposition montierten, kalibrierten ^{60}Co -Quelle wurden von den beiden Detektoren nachgewiesen und daraus die efficiency des Systems bestimmt.

Die Ergebnisse von (a) und (b) stimmen innerhalb etwa $\pm 25\%$ überein.

Durch Integration über den gesamten Raumwinkel (4π) wurde dann der endgültige Wirkungsquerschnitt σ in (mb) berechnet; dabei wurde Isotropie der γ - Emission vorausgesetzt. Auch wenn durch die 4π -Integration und vor allem die Normierungsunsicherheit der Absolutfehler jeder Einzelmessung recht groß erscheint

(in der Größenordnung von 40 %), so ist doch zu bedenken, daß beim relativen Vergleich der Wirkungsquerschnitte innerhalb der Anregungsfunktionen diese Fehlerquellen keine Rolle spielen.

4.3. Die Ergebnisse

4.3.1. Anregungsfunktionen der elastischen Streuung

Die Anregungsfunktionen der elastischen $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Streuung sind für die fünf REZ-Winkel in Abb.41 dargestellt.

Zunächst sei bemerkt, daß die Resultate für die jeweils zu 90° (c.m.) symmetrischen Detektoren ($79.7^\circ/80^\circ$ bzw. $69.7^\circ/70^\circ$) völlig konsistent sind.

Die Anregungsfunktionen für $\Theta_{\text{c.m.}} = 70^\circ$ und 90° sind durch eine sehr regelmäßige Folge von Grobstrukturen geprägt, deren im ganzen Energiebereich annähernd konstante Breite bei etwa 2 - 3 MeV (c.m.) liegt und deren Maximum:Minimum - Verhältnis i.a. eine Größenordnung übersteigt. Die Strukturen bei 80° sind dagegen sehr viel komplexer, anstelle der regelmäßigen Oszillation bei den anderen Winkeln ist hier eine Fülle schmalerer und weniger ausgeprägter Fluktuationen zu erkennen.

Schon auf den ersten Blick ist eine starke Ähnlichkeit der 90° -Anregungsfunktion mit der von $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ (s. Abb.1) festzustellen, während offensichtlich mit $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und $^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$ - was die Strukturen und den Abfall des Wirkungsquerschnitts mit zunehmender Energie betrifft - wenig Gemeinsamkeit besteht. Die Regelmäßigkeit der Oszillationen in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ mit der Energie führt zur Vermutung (s.2.1.2.), daß - ähnlich wie in $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ - die aufeinanderfolgenden Maxima der 90° -Anregungsfunktion durch eine fortlaufende Folge von jeweils einem geraden Spin charakterisiert sind. Ein detaillierter Vergleich zwischen $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und den anderen Systemen wird in 4.4. vorgenommen.

Die weitere Frage, ob in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ - ähnlich wie in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (s. Abb.1) - den Grobstrukturen ausgeprägte intermediäre 'Resonanzen' überlagert sind, muß für die 90° -Anregungsfunktion verneint werden. Lediglich bei höheren Energien, etwa bei 25.5 und 30 MeV,

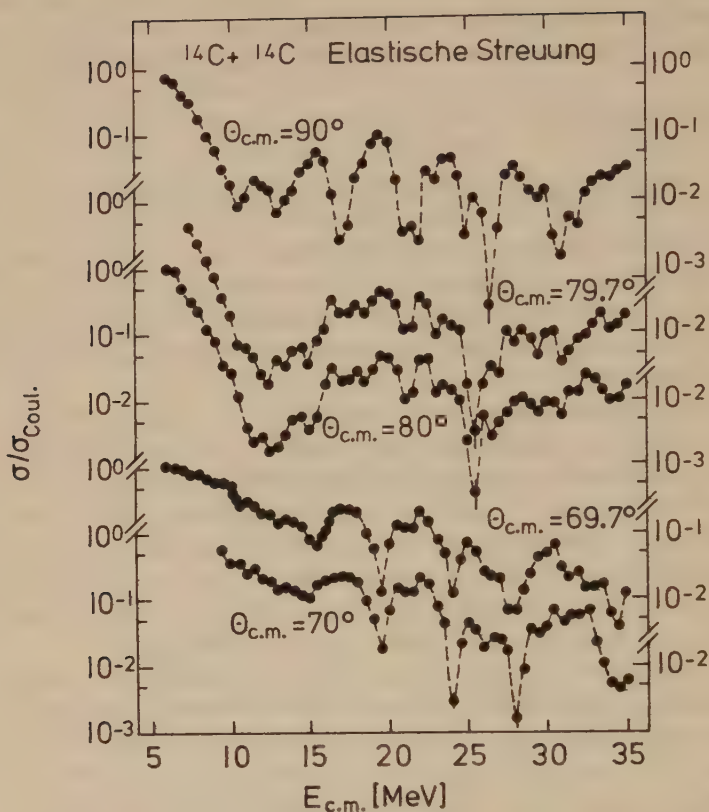


Abb. 41 Anregungsfunktionen der elastischen $^{14}C + ^{14}C$ -Streuung.
Die gestrichelten Linien dienen nur der Führung des Auges.

sind schwache Ansätze für schmälere Strukturen zu finden. Es muß allerdings einschränkend gesagt werden, daß die experimentelle Schrittweite (500 keV(c.m.)) etwas zu groß für eine genauere Untersuchung eventueller intermediärer Strukturen war. Trotzdem kann wohl kein Zweifel bestehen, daß die Anregungsfunktionen in erster Linie von den regelmäßigen Grobstrukturen geprägt sind, und inter-

mediäre Strukturen - wenn überhaupt - nur eine sehr untergeordnete Rolle spielen.

4.3.2. Winkelverteilungen der elastischen Streuung

Die Oberflächentransparenz der elastischen $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ -Streuung äußert sich u.a. darin, daß die Winkelverteilungen an den Energien der Maxima der 90° -Anregungsfunktion nach Gl. (2) durch das Quadrat nur jeweils eines Legendrepolynoms $P_L^2(\cos \Theta)$ beschrieben werden können.

Die Ähnlichkeit der 90° -Anregungsfunktionen von $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ legt die Frage nahe, ob auch die Winkelverteilungen von $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ ein ähnliches Verhalten zeigen.

In Abb.42 sind die Winkelverteilungen (von $45^\circ \leq \Theta_{\text{c.m.}} \leq 90^\circ$) an den Stellen der Maxima der 90° -Anregungsfunktion dargestellt. Bei allen vier gemessenen Energien treten deutliche Oszillationen im Wirkungsquerschnitt auf, deren Regelmäßigkeit zwar geringer

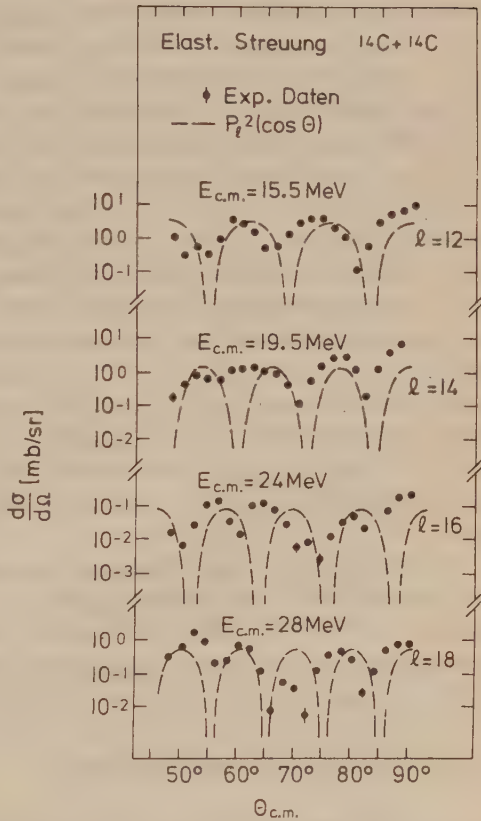


Abb.42 Winkelverteilungen der elastischen $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Streuung bei den Energien der Maxima der 90° -Anregungsfunktion. Die gestrichelten Kurven stellen das Quadrat des Legendrepolynoms der jeweils angegebenen Ordnung dar.

als in $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ (MSS69), aber deutlich stärker als in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (RWG73) ist. Auffallend ist, daß in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ die Wirkungsquerschnitte von 40° bis 90° im Mittel gar nicht oder nur sehr schwach abnehmen, während in $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ der Abfall von $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ von 40° bis 90° immerhin ein bis zwei Größenordnungen beträgt.

Neben den experimentellen Datenpunkten sind in Abb.42 auch die (in der Höhe angepaßten) Quadrate jeweils eines Legendrepoly-noms angegeben. Die Wiedergabe der Oszillationen in den Daten ist nicht unbefriedigend, wenngleich es in allen vier Winkelverteilungen zweifelsohne Bereiche gibt, wo Daten und $P_L^2(\cos \Theta)$ etwas außer Phase sind. Versuche, die experimentellen Punkte mit einer anderen Partialwelle (z.B. $P_{L_{\text{graz.}}-2}^2(\cos \Theta)$) zu beschreiben, brachten eindeutig schlechtere Ergebnisse; auch die Mischung von zwei Partialwellen ($L_{\text{graz.}}, L_{\text{graz.}}-2$) führte zu keiner wesentlichen Verbesserung (KON80).

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß jede Winkelverteilung an einem Maximum der 90° -Anregungsfunktion zwar eindeutig von nur einer Partialwelle $L=L_{\text{graz.}}$ dominiert wird, daß aber gewisse Beimischungen von anderen Partialwellen offensichtlich nicht zu vernachlässigen sind. Man wird somit die Maxima (90°) bei 15.5, 19.5, 24 und 28 MeV(c.m.) der dominierenden 'Wirkung' der Partialwellen $L_{\text{graz.}}$, also $L=12,14,16$ und 18 zuschreiben können.

Will man aus der Form der Winkelverteilungen Schlüsse auf den Grad der Oberflächentransparenz ziehen, so sollte - beim Vergleich von $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ - die Oberflächentransparenz des Streuprozesses zwar merklich geringer sein, sie ist aber noch deutlich sichtbar.

4.3.3. Die inelastische Streuung

Die Ergebnisse für die einfach und doppelt inelastische $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Streuung sind in Abb.43 dargestellt. Infolge der unterschiedlichen Meßmethode (s.4.2.2. und 4.2.3.) ist Vorsicht beim direkten Vergleich zwischen Einfach- und Doppelanregung geboten (siehe auch die unterschiedlichen Resultate der beiden Meßverfah-

ren in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (Abb.11), da beide Messungen sich auf ganz verschiedene Winkelbereiche beziehen.

Die in Abb.43 gemachte Zuordnung des angeregten Zustands zum 3^- (6.73 MeV)-Niveau in ^{14}C ist aufgrund der gegebenen Auflösung von Teilchen- und γ -Detektoren zunächst nicht eindeutig, wenn man die dichte Niveaufolge zwischen 6 und 7.5 MeV in ^{14}C (s. Tab.10) betrachtet. Durch sorgfältige Untersuchung sehr vieler Teilchenspektren konnte der Schwerpunkt der beobachteten peak-Verteilung jedoch auf $Q = 6.74 \pm 0.11$ MeV eingegrenzt werden. Die damit evtl. noch in Frage kommenden Niveaus 0^+ (6.59 MeV) und 0^- (6.90 MeV) sind in den γ -Spektren prinzipiell auszuschließen (kein γ -Übergang $0^+ \rightarrow 0^+$). Generell, also auch für Teilchenspektren, sollte die Anregung von 0^+ -Zuständen bei der Schwerionenstreuung aus Gründen der Drehimpulsanpassung (siehe u.ä. 3.4.2.) stark behindert sein, was z.B. auch bei $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ durch Vergleich der Anregung zum 0^+ (6.05 MeV) bzw. 3^- (6.13 MeV) - Zustand in ^{16}O bestätigt wird (KFO80).

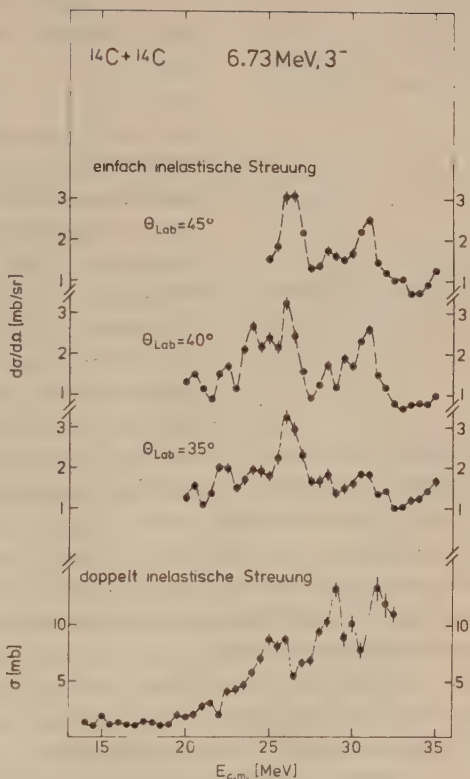


Abb.43 Inelastische Streuung zum 3^- (6.73 MeV)-Zustand in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$. Die drei oberen Anregungsfunktionen wurden über Teilchen, die untere nach der $\gamma\gamma$ -Methode gemessen.

Tab. 10 Die Energieniveaus in ^{14}C (nach LES78)

E^* (MeV)	$(I)^\pi$
0.00	0^+
6.09	1^-
6.59	0^+
6.73	3^-
6.90	0^-
7.01	2^+
7.34	2^-
8.32	2^+

In den Anregungsfunktionen der Einfachanregung treten bei allen drei Winkeln mehrere korrelierte Strukturen (z.B. bei $E_{\text{c.m.}} = 26, 31 \text{ MeV}$) auf, deren Breite mit 0.5 bis 1.5 MeV(c.m.) deutlich unter der der Grobstrukturen der elastischen Streuung liegt und die deshalb als intermediär bezeichnet werden können. Das Verhältnis peakhöhe : Minimum liegt bei maximal 2 bis 3 und damit etwas unter dem Wert von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ (s.Abb.11). Daß die Strukturen bei allen drei gemessenen Winkeln korreliert sind, sollte nicht überbewertet werden, da die experimentellen Winkel im Vergleich zum Kohärenzwinkel von

Braun-Munzinger et al. (BMB80) ziemlich nahe beieinander liegen.

Zwischen elastischem und inelastischem Kanal besteht in den Anregungsfunktionen keine Korrelation, z.B. korrespondieren die inelastischen Maxima bei 26 und 31 MeV zu Minima im elastischen Kanal (bei 90° (c.m.)). Dies ist bei einem einfachen Streumechanismus - Oberflächentransparenz vorausgesetzt - auch zu erwarten, da ein Minimum im elastischen Kanal ja bedeutet, daß bei dieser Energie die Absorption aus dem Eingangskanal vergleichsweise groß ist und somit viel Fluß in die Reaktionskanäle, gerade auch in die inelastischen, gehen kann.

Auffallend im Vergleich zu $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$ ist in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}^*(3^-)$ der sehr viel geringere Wirkungsquerschnitt: im Mittel bei $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ etwa 1.5 mb/sr, dagegen in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ bei vergleichbaren Winkeln etwa 8 bis 12 mb/sr (COR79). Dieses Faktum wird im Hinblick auf eventuelle Resonanzmechanismen in 4.4. noch eingehender zu diskutieren sein.

Auch die doppelt inelastische $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Streuung (in Abb.43 unten) ist ab etwa $E_{\text{c.m.}} = 22 \text{ MeV}$ durch ausgeprägte intermediäre Strukturen charakterisiert, deren Breite etwa der der Einfachanregung entspricht, ohne daß (außer bei etwa 25.5 MeV) untereinander starke Korrelationen auftreten.

Auch hier liegt der mittlere Wirkungsquerschnitt (zwischen 23 und 33 MeV etwa 5 - 10 mb) deutlich unter dem von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (40 bis 70 mb).

4.4. Analyse der Ergebnisse

4.4.1. Vergleich der verschiedenen Systeme

In den Abb.44 - 46 sind die Anregungsfunktionen für die elastische, einfach und doppelt inelastische Streuung jeweils für die Systeme $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ dargestellt.

Ein Vergleich der elastischen Streuung ergibt - unter Einbezug von Abb.1 - deutlich drei 'Klassen' von Systemen:

- (a) einige, wie $^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$ und $^{14}\text{N}+^{14}\text{N}$, zeigen in den Anregungsfunktionen keine oder nur geringfügige Strukturen, der Wirkungsquerschnitt fällt oberhalb der Coulombbarriere mit steigen der Energie stark ab;
- (b) andere, wie $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, sind durch regelmäßige, stark ausgeprägte Grobstrukturen (Breite etwa 2-3 MeV(c.m.)) charakterisiert, wobei für deren Auftreten eine mögliche α -Substruktur der beteiligten Kerne nicht ausschlaggebend sein kann, wie man am Beispiel von $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ sieht;
- (c) bei der dritten 'Klasse', zu der $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ und $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ gehören, wird diese regelmäßige Grobstruktur durch Überlagerung einer Vielzahl starker intermediärer Strukturen zerstört.

$^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$, dessen elastische Streuung beim $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Experiment automatisch mitgemessen wurde, ähnelt auffallend stark $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$; fast im gesamten Energiebereich zwischen 14 und 31 MeV(c.m.) kann man beide Anregungsfunktionen geradezu als korreliert bezeichnen. Ganz offensichtlich wirkt sich die Beteiligung auch nur eines ^{12}C -Kerns am Streuprozess entscheidend für das Auftreten intermediärer Strukturen aus. Einschränkend muß aber gesagt werden, daß bei Systemen, bei denen sich die Nukleonenzahl der Reaktionspartner geringfügig unterscheidet, nicht von vornherein auszuschließen ist, daß sich auch durch Interferenz mit elastischem Transfer (Nukleonenaustausch) erhebliche Strukturen in Anregungs-

funktionen und Winkelverteilungen ergeben können (OEB75).

Vergleicht man die inelastische Streuung der verschiedenen Systeme (Abb.45 und 46), so treten in allen drei betrachteten Fällen deutliche Strukturen mit Breiten etwa zwischen 1 und 3

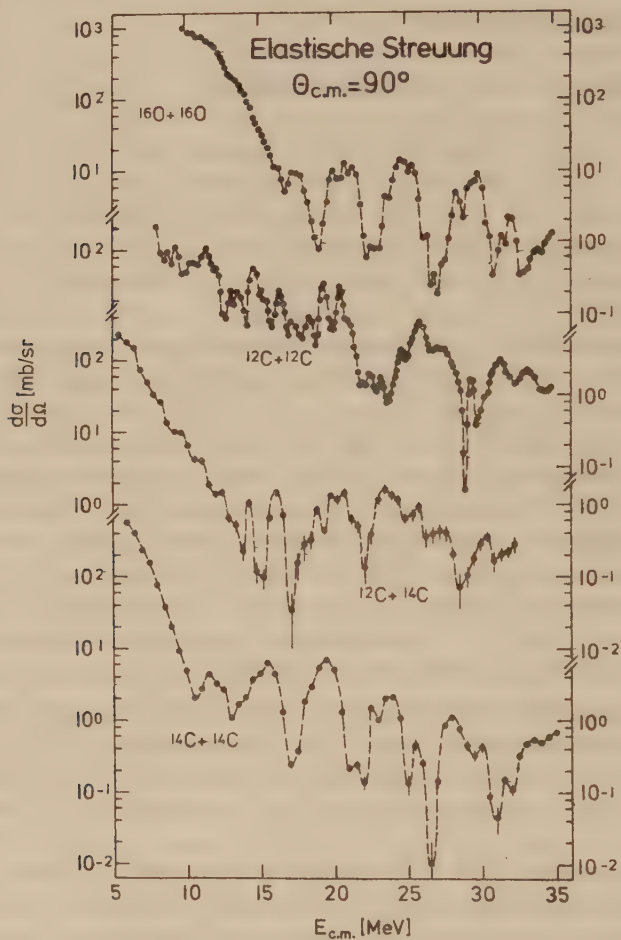


Abb.44 Vergleich der 90° -Anregungsfunktionen der elastischen Streuung von $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ (MSS69), $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ (RWG73), $^{12}\text{C} + ^{14}\text{C}$ und $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$.

MeV auf, wobei das Maximum : Minimum - Verhältnis bei $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ erheblich geringer als in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und auch in $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ (SDC78) ist. Auffallend ist vor allem die Tatsache, daß die Wirkungsquerschnitte in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ um einen Faktor 5 bis 8 größer als in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ sind.

In den folgenden Kapiteln soll untersucht werden, welche Erklärungen sich für diese experimentellen Beobachtungen finden lassen und wie diese Daten im Rahmen der vorgeschlagenen Modelle (s.Kap.2) einzuordnen sind. Zunächst soll in 4.4.2. bis 4.4.5. auf die Erklärung der Grobstrukturen eingegangen werden, anschließend (4.4.6. bis 4.4.8.) sollen die intermediären Strukturen behandelt werden.

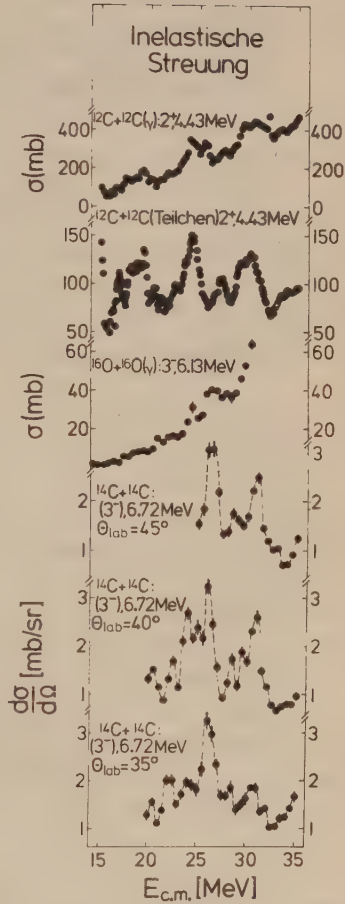


Abb.45 Vergleich der Anregungsfunktionen der einfach inelastischen Streuung für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (CAB77,CJB78), $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ (Kolata et al., Phys.Rev. C16 (1977), 891) und $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$.

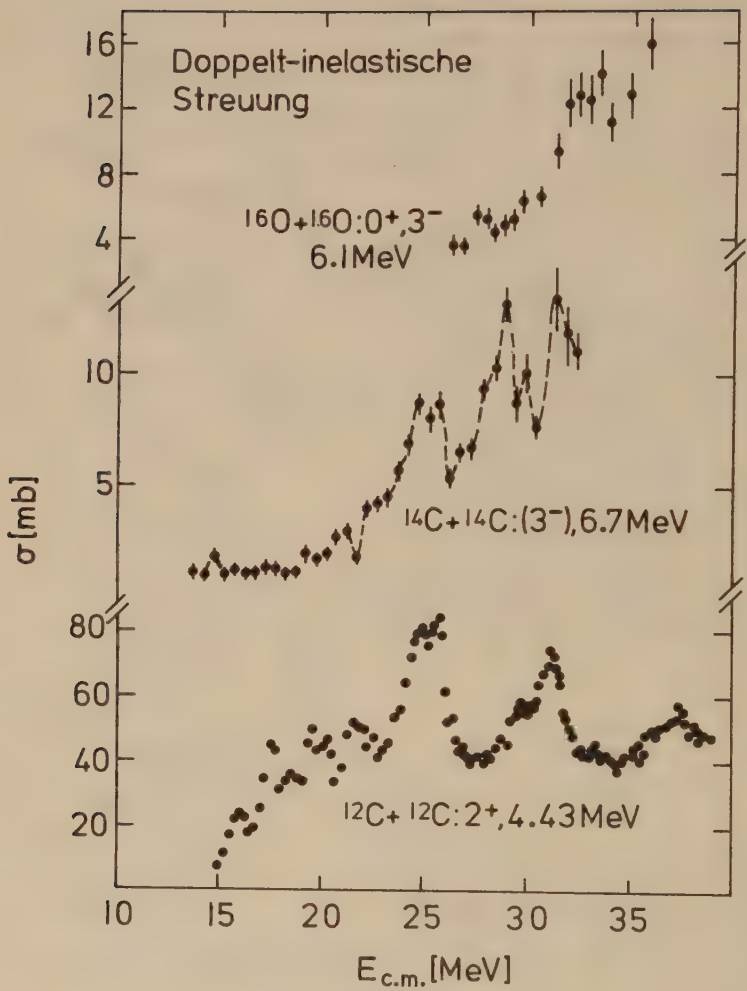


Abb. 46 Vergleich der doppelt inelastischen Streuung in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (CAB77), $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$.

4.4.2. Rechnungen mit dem Optischen Modell

Bei $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ läßt sich die elastische Streuung mit einem oberflächentransparenten Potential sehr gut beschreiben, während das 'normale' Optische Modell (d.h. ohne starke Verminderung der Absorption für Oberflächen-Partialwellen) weitgehend strukturlose Anregungsfunktionen liefert (MSS69, GWC73). Wegen der auffallenden Ähnlichkeit der (elastischen) 90° -Anregungsfunktionen von $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ lag es nahe, mit dem gleichen oder einem sehr ähnlichen Optischen Potential auch für $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ eine Reproduktion der Daten zu versuchen. Dabei muß vorweg betont werden, daß nicht durch unbeschränkte Variation aller Potentialparameter ein optimaler 'fit' angestrebt wurde, sondern daß lediglich die generelle Wiedergabe der regelmäßigen Grobstrukturen des Experiments überprüft werden sollte.

Rechnungen - mit dem Programm HOP2 (CRA74) durchgeführt - mit genau dem gleichen Potential wie für $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ konnten zwar die Position der Maxima und Minima (der 90° -Anregungsfunktion) bereits gut wiedergeben, die absoluten Wirkungsquerschnitte wurden jedoch ab etwa 20 bis 25 MeV (c.m.) um rund eine Größenordnung überschätzt. Diese Tatsache spiegelt die in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ im Vergleich zu $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ mit zunehmender Energie eindeutig geringere Oberflächen-transparenz wider. Um gute Übereinstimmung mit den Daten sowohl bezüglich der Position, als auch der Höhe von Maxima und Minima zu erhalten, mußten deshalb bei der Absorption die Potentialtiefe ($W_{\text{Vol.}}$) von $0.8 + 0.2 E_{\text{c.m.}}$ (MeV) auf $0.8 + 0.5 E_{\text{c.m.}}$ (MeV) und die diffuseness von 0.15 fm auf 0.21 fm heraufgesetzt werden, sodaß sich letztlich die in Tab.11 (erste Spalte) aufgeführten Potentialparameter ergaben.

Schon bei kleineren Änderungen im Realteil des Potentials gerieten Rechnung und experimentelle Daten außer Phase. Dabei ist bemerkenswert, daß r_{O} im Potentialradius $R = r_{\text{O}} (A_{\text{P}}^{1/3} + A_{\text{T}}^{1/3})$ für $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ nicht größer als für $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ ist. Das bedeutet, daß der Kern ^{14}C trotz seiner zwei zusätzlichen Außenneutronen relativ nicht ausgedehnter ist als der 'abgeschlossene' Kern ^{16}O .

Die Ergebnisse der Rechnungen sind für 90° in Abb.47 ge-

Tab.11 Parameter der Optischen Potentiale, mit denen die in den Abb.47 bis 49 dargestellten Rechnungen für die elastische $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ - Streuung durchgeführt wurden. Die erste Spalte bezieht sich auf das 'Standard'-Potential in der üblichen Woods-Saxon-Form, während in der zweiten Spalte die Parameter des Potentials mit drehimpulsabhängiger Absorption (s. Gl. (34) und (35)) angegeben sind.

	Stand.Pot.	J-abh. Absorpt.
V (MeV)	17	17
W_{Vol} (MeV)	$0.8 + 0.5 E_{\text{c.m.}}$	$0.8 + 0.27 E_{\text{c.m.}}$
$\bar{R}$ (fm)	-	7.7
$\bar{Q}$ (MeV)	-	-7.7
r_R (fm)	1.35	1.35
a_R (fm)	0.49	0.49
r_I (fm)	1.27	1.35
a_I (fm)	0.21	0.49

zeigt (gestrichelte Kurve), wobei die Reproduktion der experimentellen Grobstrukturen ausgezeichnet ist, wenngleich mit zunehmender Energie das optische Modell noch zu hohe Wirkungsquerschnitte liefert. Die Übereinstimmung zwischen Rechnung und Daten für die 70°- bzw. 80°-Anregungsfunktion (Abb.48) sowie für die Winkelverteilungen (Abb.49) ist bezüglich Phasenlage qualitativ befriedigend, wenn

auch teilweise stärkere Diskrepanzen nicht zu übersehen sind. Auffallend ist vor allem der starke Abfall der berechneten Wirkungsquerschnitte in den Winkelverteilungen von 30° bis 90°, der - im Gegensatz zu $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ (s. GWC73) - in $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ experimentell nicht bestätigt wird (siehe z.B. bei $E_{\text{c.m.}} = 24$ MeV, Abb.49).

Eine alternative Möglichkeit, die starke Oberflächen-transparenz einer Reaktion explizit im Potential auszudrücken, besteht darin, die Absorption gezielt für einige (oder nur eine) Partialwellen herabzusetzen, die zur Kernoberfläche korrespondieren, während niedrigere Partialwellen vollständig absorbiert werden. Das bedeutet, daß der Abfall der Absorption W (von 1 auf 0) im Drehimpulsraum auf einen kleinen Bereich um $J=L_{\text{graz}}$ konzentriert ist.

Dieser physikalische Sachverhalt kann durch ein Potential der Form von Gl. (34) parametrisiert werden (CER70):

$$W(J,r) = W(r) \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{J - J_0}{\Delta J}\right)} \quad (34)$$

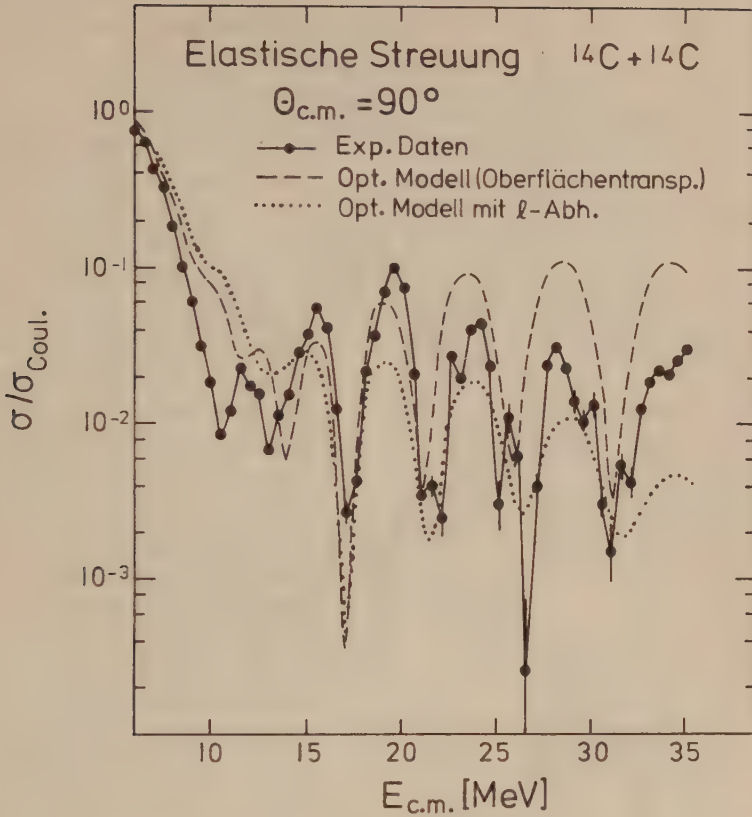


Abb.47 90°-Anregungsfunktion der elastischen $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ -Streuung: Vergleich der Daten ($\bullet$) mit Optischen-Modell-Rechnungen (Parameter siehe Tab.11 und Text).

wobei J_c der Drehimpuls-'cutoff'-Parameter ist, d.h. der Drehimpuls (bei einer bestimmten Energie), bei dem $W(J,r)$ den stärksten Abfall zeigt. ΔJ gibt (analog zur diffuseness a im Ortsraum) ein Maß für die Zahl der Partialwellen, über die sich der Abfall von W erstreckt.

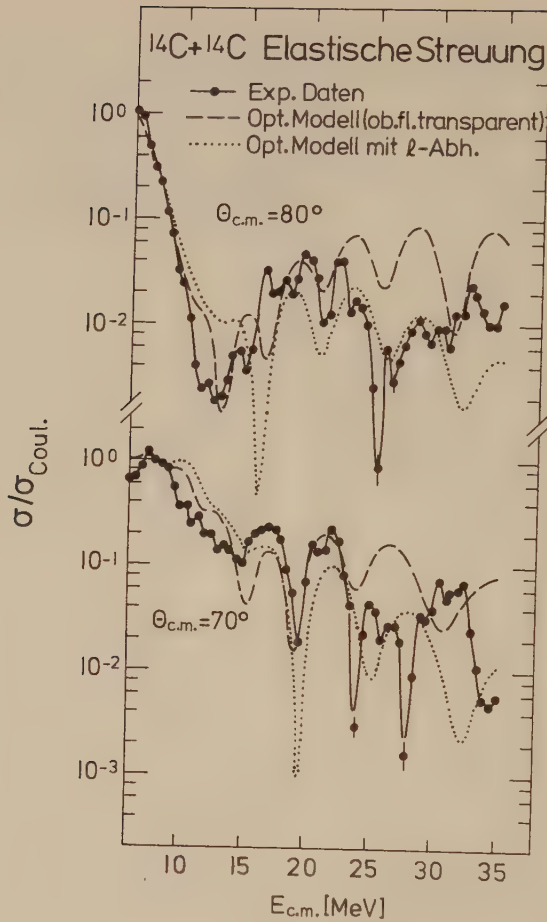


Abb. 48 $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$: Anregungsfunktionen für $\Theta_{c.m.}=70^\circ$ und 80° (siehe Abb. 47).

Die Energieabhängigkeit des cutoff-Parameters J_c ist zunächst nicht bekannt, sie wurde denn auch häufig (siehe z.B. TEE75) durch Anpassen an die experimentellen Daten ermittelt. Von

Chatwin et al. (CER70) wurde eine grobe Parametrisierung von $J_C(E)$ vorgeschlagen:

$$J_C(E) = \sqrt{\frac{2\mu}{\hbar^2}} \cdot \bar{R} \cdot \sqrt{E + \bar{Q}} \quad (35)$$

wobei μ die reduzierte Masse ist und $\bar{R}$ bzw. $\bar{Q}$ Durchschnittswerte für Radius und effektive Schwelle der dominierenden inelastischen Kanäle angeben sollen.

Es ist jedoch zu bedenken, daß sich durch das Öffnen eines neuen Ausgangskanals (siehe u.a. 4.4.5.) bei einer bestimmten Energie die Absorption relativ abrupt erhöhen wird, da eben jetzt plötzlich Fluß auch in diesen Kanal gehen kann, während $J_C(E)$ in der pauschalen Form von Gl. (35) mit ihrem 'glatten' Verlauf solche Effekte natürlich nicht berücksichtigen kann.

Gobbi et al. (GWC73) haben gezeigt, daß für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ diese drehimpulsabhängige Absorption nach Gl. (34) und (35) eine ähnlich gute Beschreibung der Daten liefert wie das 'normale' Potential mit stark herabgesetzter diffuseness a . Die Rechnungen (J-abh. Pot.) für $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ sind in den Abb. 47 bis 49 als gepunktete Kurven dargestellt, wobei gegenüber dem Parametersatz von Gobbi et al. lediglich $\bar{R}$ von 6.7 fm auf

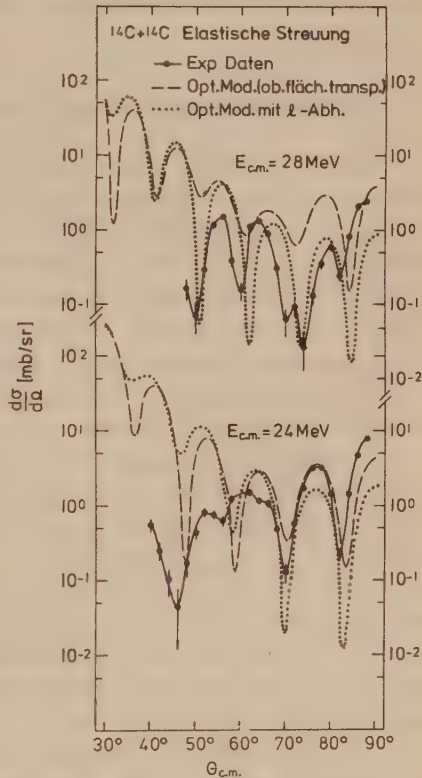


Abb. 49 $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$: Winkelverteilungen bei $E(\text{c.m.}) = 24$ und 28 MeV (siehe Abb. 47).

7.7 fm und $\bar{Q}$ von -6.7 MeV auf -7.7 MeV gesetzt wurden (siehe Tab.11). Die Übereinstimmung mit dem Experiment ist ebenso gut wie mit dem anderen oberflächentransparenten Potential, wobei der generelle Trend in der Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte z.T. deutlich besser wiedergegeben wird.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß sich die experimentell beobachteten Grobstrukturen in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ qualitativ gut durch Optische Potentiale beschreiben lassen, bei denen in irgendeiner Form die erforderliche starke Oberflächentransparenz gewährleistet ist.

4.4.3. Hauser - Feshbach - Rechnungen

Starke Compoundbeiträge in Kernreaktionen können durch Interferenz mit direkten Prozessen durchaus erhebliche Strukturen in den Anregungsfunktionen verursachen (s.Kap.1). Um solche Einflüsse in der $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ - Streuung ausschließen zu können, soll hier der mittlere Wirkungsquerschnitt des Compoundkernprozesses abgeschätzt werden, obwohl die Regelmäßigkeit der Strukturen über den gesamten Energiebereich sowie ihre gute Beschreibung durch das Optische Modell von vornherein keine starken Compoundkern-Beiträge erwarten lassen.

Der mittlere Compoundkern-Wirkungsquerschnitt ist nach Hauser-Feshbach für identische Teilchen im Eingangskanal und bei Beteiligung von nur Spin=0 - Teilchen durch

$$\left\langle \frac{d\sigma(\Theta)}{d\Omega} \right\rangle = \frac{1}{2k^2} \sum_{\ell} \left[(2\ell+1)^2 \frac{T_c(\ell) \cdot T_{c'}(\ell)}{\sum_{c''} T_{c''}(\ell)} \cdot P_{\ell}^2(\cos \Theta) \right] \quad (36)$$

gegeben (SNV69). Dabei ist k die Wellenzahl im Eingangskanal; $T_c(\ell)$ bzw. $T_{c'}(\ell)$ sind die (mit dem Optischen Modell berechneten) Transmissionskoeffizienten für den Eingangskanal c bzw. den Ausgangskanal c' , während in $\sum_{c''} T_{c''}(\ell)$ über alle möglichen Zerfallskanäle des Compoundkerns summiert wird. Die Rechnungen wurden mit dem Hauser-Feshbach-Programm STAT2 von R.G.Stokstad (STO72) durchgeführt, bei dem maximal sechs Zerfallskanäle miteinbezogen werden können.

Die verwendeten Parameter sind in Tab.12 aufgeführt. Dazu

Tab.12 Verwendete Hauser-Feshbach-Parameter für die verschiedenen Zerfallskanäle;
 $a \approx$ Niveaudichte im Restkern, $\Delta \approx$ Paarungsenergie, $E_c \approx$ Energie des höchsten berücksichtigten Zustands in den Restkernen. Die Bezeichnung der Potentialparameter, die zur Berechnung der Transmissionskoeffizienten verwendet wurden, entspricht der von Tab.11.

Kanal	$^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$	$^{13}\text{C} + ^{15}\text{C}$	$^8\text{Be} + ^{20}\text{O}$	$\alpha + ^{24}\text{Ne}$	$p + ^{27}\text{Na}$	$n + ^{27}\text{Mg}$
a	0.143	0.143	0.177	0.158	0.155	0.148
Δ	5.13	4.00	5.72	4.60	1.67	2.46
E_c (MeV)	10.51	4.22	4.45	4.76	0.00	4.15
V (MeV)	17.0	17.0	$7.5 + 0.4 E_{c.m.}$	125.3	$59.91 - 0.32 E_{c.m.}$	$53.63 - 0.32 E_{c.m.}$
r_R (fm)	1.35	1.35	1.35	1.55	1.32	1.26
a_R (fm)	0.49	0.49	0.45	0.542	0.64	0.58
$W_{Vol.}$ #	$0.8 + 0.5 E_{c.m.}$	$0.8 + 0.5 E_{c.m.}$	$0.4 + 0.125 E_{c.m.}$	30.7	$0.22 E_{c.m.} - 2.7$	$0.22 E_{c.m.} - 1.56$
$W_{Surf.}$ #	-	-	-	-	$14.02 - 0.25 E_{c.m.}$	$11.67 - 0.25 E_{c.m.}$
r_I (fm)	1.27	1.27	1.35	1.59	1.32	1.26
a_I (fm)	0.21	0.21	0.45	0.393	0.64	0.58
Ref.	(a)	(a)	(b)	(c)	(d)	(d)

S Für den n - p - und α -Kanal $R = r_R A_p^{1/3} + A_r^{1/3}$; sonst $R = r_R (A_p^{1/3} + A_r^{1/3})$; entsprechend für r_I
W (MeV) immer ≥ 0 (siehe p - und n -Kanal)
(a) diese Arbeit
(b) R.E.Malmin, Ph.D. Thesis, Indiana University, 1972
(c) P.P.Singh, R.E.Malmin, M.High und D.W.Devins, Phys.Rev.Lett. 23 (1969), 1124
(d) F.D.Becchetti und G.W.Greenless, Phys.Rev. 182 (1969), 1190

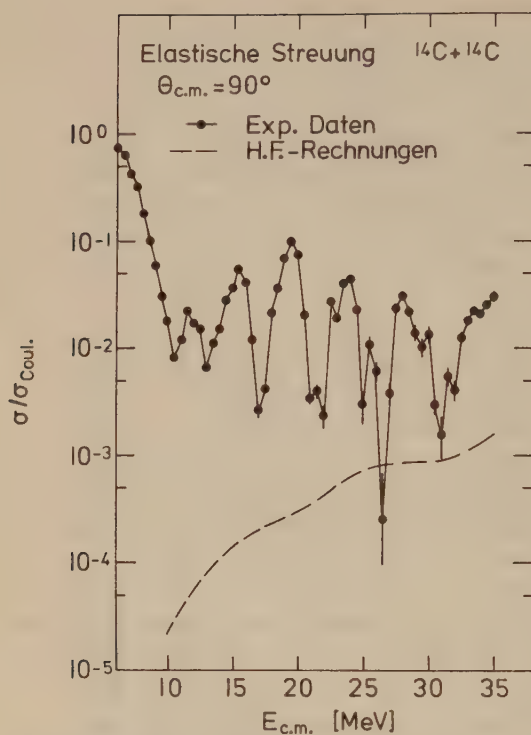


Abb.50 90° -Anregungsfunktion der elastischen $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ - Streuung: Vergleich der experimentellen Daten (●) mit dem berechneten mittleren Hauser-Feshbach-Wirkungsquerschnitt (s.Gl.(36), Parameter in Tab.12).

gigkeit solcher H.F.-Rechnungen findet sich z.B. in BER80 und DEN80.

Die Ergebnisse für die 90° -Anregungsfunktion sind in Abb.50 zusammen mit den experimentellen Daten dargestellt. Der Compoundkern-Wirkungsquerschnitt liegt bei niedrigen Energien um wenigstens eine Größenordnung unter $\sigma_{\text{exp.}}$, erst ab etwa 25 MeV (c.m.) kommt die H.F.-Kurve näher an die experimentellen Minima der An-

ist zu bemerken, daß die Ergebnisse - zumindest in den 'leichten' Ausgangskanälen wie p und n - nur schwach von den gewählten Potentialen abhängen, während die Eigenschaften der Restkerne (z.B. die Niveaudichte a) den H.F.-Wirkungsquerschnitt durchaus stärker beeinflussen können. Von den hier auftretenden Kernen ist wegen ihres hohen Neutronenüberschusses in der Literatur jedoch nur sehr wenig bekannt, sodaß schon durch die deshalb notwendigen Extrapolationen eine erhebliche Unsicherheit in die Rechnungen gebracht wird. Auf weitere Details soll hier nicht eingegangen werden, eine ausführlichere Diskussion der Parameterabhän-

regungsfunktion heran, wobei $\langle \sigma_{\text{H.F.}} \rangle$ auch hier noch um nahezu eine Größenordnung unter dem mittleren experimentellen Wirkungsquerschnitt liegt. Die Ergebnisse für die anderen Winkel und für die inelastische Streuung sind sehr ähnlich, sodaß - trotz der Parameter-Unsicherheit von $\langle \sigma_{\text{H.F.}} \rangle$ - geschlossen werden kann, daß Compoundkern-Beiträge am Zustandekommen der beobachteten Grobstrukturen nicht entscheidend beteiligt sind.

4.4.4. Rotationsbanden

Die Regelmäßigkeit in der Folge der bei 90° (c.m.) auftretenden Maxima führt zu der Frage, ob sich diese 'Resonanzen' in einem E^* gegen $J(J+1)$ - Diagramm in Form einer Rotationsbande

$$E(J) = E_0 + \frac{\hbar^2}{2\Theta} J(J+1) \quad (37)$$

- siehe 2.2.2. - mit konstantem Trägheitsmoment Θ anordnen lassen. Nach dem Doppel-Resonanz-Modell (s.2.3.2.) stellen ja auch schon die virtuellen Resonanzen im Eingangskanal (die sich in den Grobstrukturen der elastischen Streuung äußern) kurzzeitige molekulare Rotationen dar, wobei das nach Gl.(37) ermittelte Trägheitsmoment Θ Aufschluß über die Konfiguration des Systems während dieser molekularen Rotation liefern könnte. Es ist dabei jedoch zu betonen, daß allein schon das sukzessive Wirksamwerden einer jeweils neuen Oberflächenpartialwelle L_{graz} mit steigender Energie (s.2.1.2.) zu einer Folge von Maxima der Form

$$\frac{\Delta E}{\Delta L} \approx \frac{\hbar^2}{2\mu R^2} L_{\text{graz}}. \quad (38)$$

führt. Folglich sagt das Vorliegen einer Bande der Form von Gl. (37) allein noch nichts über einen spezifischen Resonanzmechanismus aus.

In Abb.51 sind für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ die experimentell gefundenen 'Resonanzen' in einem E^* gegen $J(J+1)$ - Diagramm aufgetragen. Für alle drei Systeme liegen die Meßpunkte auf einer Geraden, wobei für $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ der erste und der letzte Punkt eine mögliche kleine Krümmung der Kurve nicht ausschließen (das würde ein größeres Trägheitsmoment bei höherem Drehimpuls J (d.h. schnellerer Rotation) bedeuten).

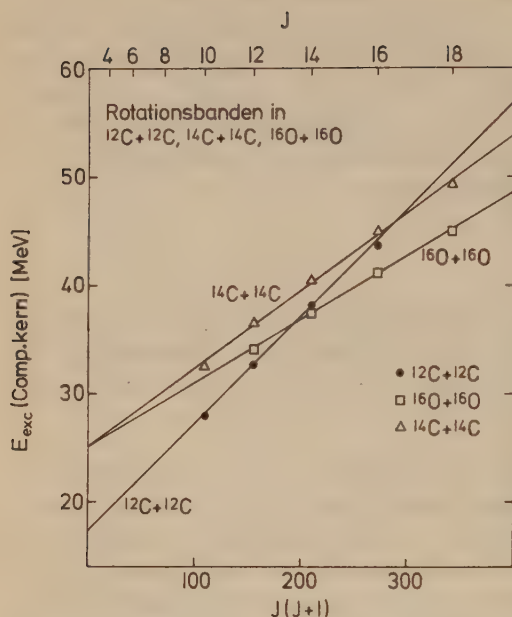


Abb. 51 Experimentelle Rotationsbanden in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$. Aufgetragen sind die Energien der experimentell gefundenen Grobstrukturen (in Form der Anregungsenergie im jeweiligen Compoundkern) als Funktion von $J(J+1)$ (Daten aus MSS69 und CJB78)

Das sich aus der Steigung der Geraden, ergebende Trägheitsmoment Θ_{exp} kann man vergleichen

- mit dem Trägheitsmoment Θ_c der Grundzustandsrotationsbande im entsprechenden Compoundkern, und
- mit dem Trägheitsmoment Θ_{rot} , das sich ergeben würde, wenn man eine Rotation von zwei sich an der Oberfläche berührenden ^{14}C -Kernen annimmt (siehe Gl. (6) in 2.2.2.).

Die Ergebnisse von

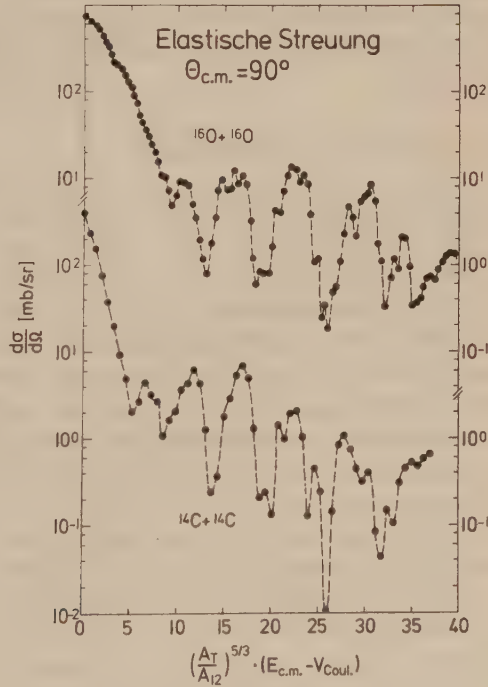
$\hbar^2/2\Theta_{\text{exp}}$, $\hbar^2/2\Theta_c$ und $\hbar^2/2\Theta_{\text{rot}}$ sind für die drei Systeme in Tab.13 gegenübergestellt. In allen drei Fällen liegt Θ_{exp} weit über Θ_c , d.h. die Konfiguration

während des Streuvorgangs hat nichts mit einer Compoundkernkonfiguration zu tun. Andererseits liegt Θ_{exp} etwas unter dem jeweiligen Wert von Θ_{rot} . Dabei ist das Verhältnis $(\hbar^2/2\Theta_{\text{exp}})/(\hbar^2/2\Theta_{\text{rot}})$ in allen drei Systemen etwa gleich groß (siehe letzte Spalte in Tab.13). Daraus könnte man schließen, daß bei der molekularen Rotation die oberflächennahen Kernschichten sich teilweise überlappen und auf diese Weise das Rotations-Trägheitsmoment verkleinert wird. Es sei noch erwähnt, daß in allen drei Systemen auch die Lage des 'Bandenkopfs' E_0 um etwa den gleichen Betrag (ca. 2-3 MeV)

Tab.13 Molekulare Rotationsbanden in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$: Vergleich der experimentellen (aus Abb.51) und der theoretischen (s. Text) Werte für Bandenkopf E_0 und Steigung $\hbar^2/2\Theta$.

System	E_0^{exp} (MeV)	E_0^{rot} (MeV)	$\frac{\hbar^2}{2\Theta_{\text{exp}}}$ (keV)	$\frac{\hbar^2}{2\Theta_{\text{C}}}$ (keV)	$\frac{\hbar^2}{2\Theta_{\text{rot}}}$ (keV)	$\frac{\hbar^2/2\Theta_{\text{exp}}}{\hbar^2/2\Theta_{\text{rot}}}$
$^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$	25.15	27.50	71.5	195	54	1.32
$^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$	25.15	27.52	58.7	257	43	1.37
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	17.35	20.68	99	214	70	1.41

Abb.52 Anregungsfunktionen (elastisch, 90°) für $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ in einer Energieskala, die (s.Text) die unterschiedlichen Trägheitsmomente beider Systeme berücksichtigt.



von dem Wert E_O^{rot} abweicht, der sich theoretisch bei einer Berührung der Kerne an der Oberfläche ohne Rotationsenergie ergibt ($E_O = E_{\text{Coul.}} + E_{\text{Bind.}}$).

Die Ähnlichkeit von $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ im Bild der Rotationsbanden läßt sich anschaulich darstellen, indem man in der Energieskala der 90° -Anregungsfunktion die unterschiedlichen Trägheitsmomente (infolge der verschiedenen Massen) durch einen Faktor $\Theta_{\text{rot}} \sim A^{5/3}$ (s.Gl.(6)) und die zur Verfügung stehende Rotationsenergie durch Abzug der Coulombenergie von $E_{\text{C.m.}}$ berücksichtigt. Konkret wurde der Θ -Faktor in beiden Systemen in Bezug zu $\Theta(^{12}\text{C}+^{12}\text{C})$ gesetzt, sodaß sich insgesamt als Energieskala $(A_T/A_{12})^{5/3} (E_{\text{C.m.}} - V_{\text{Coul.}})$ ergibt. Die sich so ergebenden Anregungsfunktionen sind in Abb.52 zu sehen: Es zeigt sich eine weitgehende Korrelation zwischen den Strukturen in beiden Systemen, was als Bestätigung der Argumentation in diesem Kapitel zu verstehen ist.

4.4.5. Drehimpulsfehlانpassung

Die entscheidende Rolle, die der Oberflächentransparenz in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ nicht nur für das Zustandekommen der Grobstrukturen, sondern auch für den unterschiedlichen Grad des Abfalls der Wirkungsquerschnitte beim Übergang zu höheren Energien zukommt, wurde in den vorhergehenden Kapiteln schon wiederholt betont. Hier soll explizit untersucht werden, inwieweit sich diese Oberflächentransparenz in der Zahl der (bei jeder Energie) aus Gründen der Drehimpulserhaltung offenen Kanäle widerspiegelt. Als Beispiele wurden die Systeme $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$ herausgegriffen.

Der maximale, in einem bestimmten Kanal wegtragbare Drehimpuls (s.3.4.2.) ist durch

$$L_{\text{max}} = -\frac{1}{2} + \sqrt{\frac{1}{4} + (kR)^2 (1 - (V_{\text{Coul.}}/E_O))} \quad (39)$$

gegeben.

$$k = 0.2187 \cdot \sqrt{\frac{A_1 \cdot A_2}{A_1 + A_2}} \cdot \sqrt{E_O} \quad (40)$$

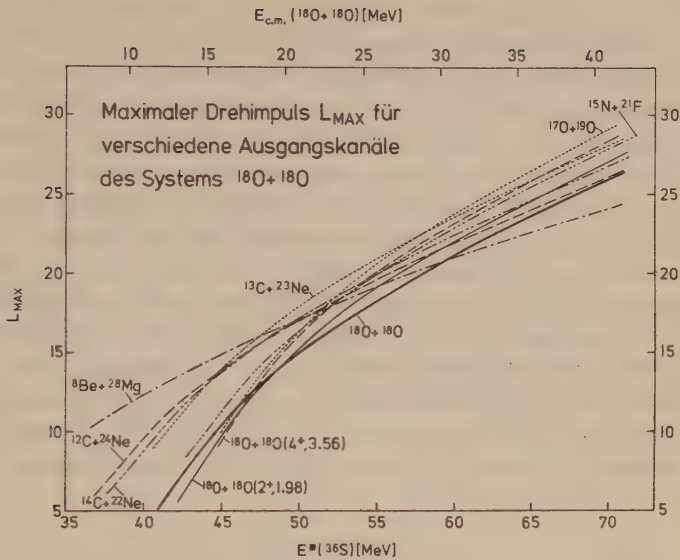


Abb.53 Maximaler Drehimpuls, den - in Abhängigkeit von der Energie - verschiedene Ausgangskanäle des Systems $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ wegtragen können (s. Text).

ist die Wellenzahl, $R = r_0 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ der Wechselwirkungsradius, wobei r_0 hier durchweg mit 1.3 fm angenommen wurde. Die Coulombbarriere $V_{Coul.}$ wurde nach Gl. (3) in 2.1.1. berechnet. Entscheidend für die Größe von L_{max} ist $E_0 = E_{c.m.} - E_{exc}^*$ ($E_{exc}^* \equiv$ Energie eines angeregten Zustands in einem der Restkerne); $E_{c.m.}$ und damit E_0 hängen vom Q-Wert sowohl für Eingangs- wie für Ausgangskanal ab; ein Beispiel soll dies verdeutlichen: Nehmen wir für den Eingangskanal $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ die Energie $E_{c.m.} = 25$ MeV an, so liegt die Anregungsenergie im Compoundkern ^{28}Mg bei 46.06 MeV (da $Q = 21.06$ MeV). Für den Ausgangskanal $^{11}\text{Be} + ^{17}\text{O}$ (als Beispiel) beträgt der Q-Wert bezüglich dem Compoundkern $Q = -34.39$ MeV, d.h. für diesen Ausgangskanal stehen nur $E_{c.m.} = 46.06$ MeV - 34.39 MeV = 11.67 MeV zur Verfügung; wegen dieser relativ niedrigen Energie wird - abgesehen von den anderen Fak-

toren in Gl. (39) - dieser Ausgangskanal nur einen vergleichsweise kleinen Drehimpuls $L_{\max}$ aus der Reaktion tragen können.

Es muß noch hinzugefügt werden, daß zu dem maximalen Drehimpuls $L_{\max}$ nach Gl. (39) noch die Kernspins der betreffenden Kerne (z.B. beim Ausgangskanal ${}^9\text{Be}+{}^{19}\text{O}$ immerhin 4 $\hbar$) sowie der Spin I des evtl. in einem der Restkerne angeregten Zustands addiert werden müssen, wobei immer die alignte Konfiguration, d.h. $J_{\max} = L_{\max} + I$, angenommen wurde. Da in diesem Fall bei der Berechnung von E_0 gleichzeitig die Energie E_{exc}^* des angeregten Zustands von $E_{\text{c.m.}}$ subtrahiert werden muß (s.o.), werden sich vor allem solche Niveaus als 'günstig' für einen hohen $J_{\max}$ - Wert erweisen, bei denen E_{exc}^*/I minimal ist (d.h. 'niederenergetische Hochspinzustände').

In den Abb.53 bis 55 ist für ${}^{18}\text{O}+{}^{18}\text{O}$, ${}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ und ${}^{14}\text{C}+{}^{14}\text{C}$ $J_{\max}$ (in den Abb. als $L_{\max}$ bezeichnet) als Funktion der Ein-

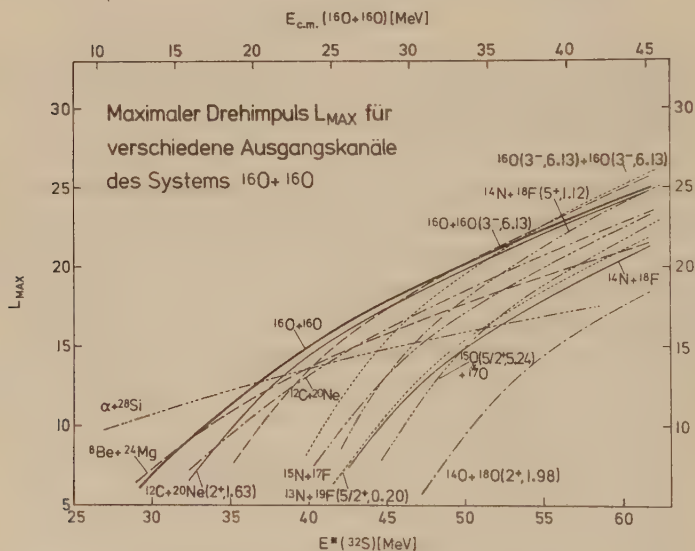


Abb.54 Wie Abb.53, jedoch für ${}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O}$

schußenergie (obere Skala) bzw. der Anregungsenergie im Compoundkern (untere Skala) für verschiedene Ausgangskanäle aufgetragen, wobei der elastische Kanal jeweils durch die stärkere, durchgezogene Linie gekennzeichnet ist. Aus Übersichtsgründen konnte in den Abb. nur eine beschränkte Anzahl von Kanälen berücksichtigt werden, i.a. wurden Kanäle mit möglichst hohem $J_{\max}$, d.h. geringer Drehimpulsfehlانpassung, bevorzugt.

Im System $^{18}\text{O} + ^{18}\text{O}$ (Abb.53) liegen im gesamten Energiebereich die $J_{\max}$ -Kurven einer Vielzahl von Ausgangskanälen oberhalb vom jeweiligen $J_{\max}$ -Wert der elastischen Streuung; das bedeutet, daß bei jeder Energie der Fluß in beliebig viele offenstehende Kanäle gehen kann. Die Absorption wird folglich auch für Oberflächen-Partialwellen groß sein (geringe Oberflächentransparenz), was sich direkt in der fast strukturlosen und mit der Energie stark abfallenden (elast.) Anregungsfunktion

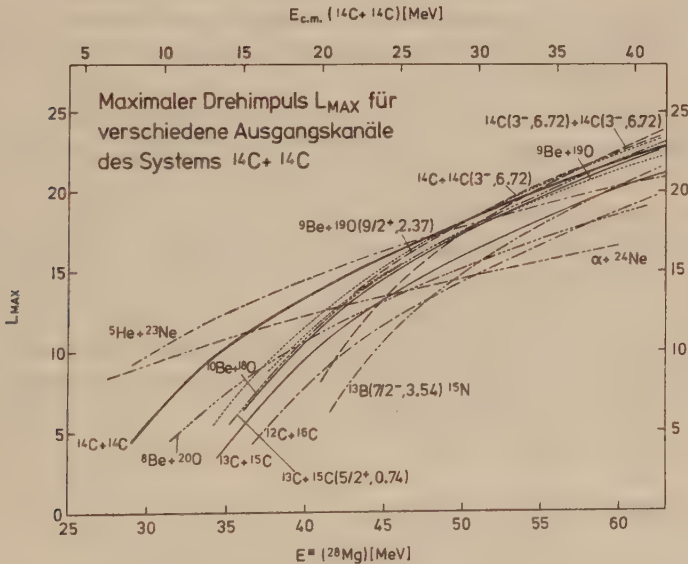


Abb.55 Wie Abb.53, jedoch für $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$

dieses System (s. Abb.1) äußert.

Genau das Gegenteil ist bei $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ der Fall (Abb.54): Die J_{max} -Werte der elastischen Streuung werden über den größten Energiebereich von keinem anderen Kanal erreicht, d.h. kein anderes Ausgangssystem ist in der Lage, den durch den Eingangskanal in die Reaktion gebrachten hohen Drehimpuls wegzutragen. Lediglich bei niedrigen Energien (α -Kanal) und bei sehr hohen Energien (ab etwa $E_{\text{c.m.}} = 30 - 35$ MeV, inelastische Streuung) gibt es - allerdings nur vereinzelt - Kanäle, die den Drehimpuls der Oberflächen-Partialwelle aufnehmen können.

Auch in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ (Abb.55) ist die Zahl der für die Aufnahme von J_{max} (elast. Kanal) offenen Ausgangskanäle gering (der bis $E_{\text{c.m.}} \approx 27$ MeV formal gut 'gematchte' $^5\text{He}+^{23}\text{Ne}$ - Kanal ist aus Strukturgründen wohl nicht sehr bedeutend), jedoch liegen - im Vergleich zu $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ - mit zunehmender Energie bedeutend mehr ' J_{max} -Kurven' nahe der elastischen Kurve. Ab etwa $E_{\text{c.m.}} = 25$ MeV stehen nicht nur die inelastische Streuung, sondern auch z.B. der $^9\text{Be}+^{19}\text{O}^*(9/2^+, 2.37 \text{ MeV})$ - Kanal für die Aufnahme des maximalen Eingangs-drehimpulses offen.

Berücksichtigt man gewisse Unsicherheiten in der L_{max} -Berechnung (z.B. $r_0 = 1.3$ fm) sowie die Möglichkeit noch anderer angeregter Zustände mit niedrigem E_{exc}^*/I - Verhältnis, so kann man dennoch sagen, daß in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ unterhalb von $E_{\text{c.m.}} \approx 20-25$ MeV praktisch keine, darüber aber doch einige (im Vergleich zu $^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$ freilich sehr wenige) Kanäle zur Aufnahme von L_{graz} zur Verfügung stehen. Dieses Ergebnis deckt sich voll mit den experimentellen Beobachtungen, insbesondere findet der 'Knick' im generellen Verlauf der elastischen 90° -Anregungsfunktion bei etwa 20-25 MeV(c.m.) - siehe Abb.44 - damit seine Erklärung (siehe zum Vergleich $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$).

4.4.6. Intermediäre Strukturen

Dieses und die folgenden beiden Kapitel sollen sich mit den intermediären Strukturen in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ beschäftigen. Dabei ist vor allem die Frage interessant, warum diese nur in der inelasti-

schen Streuung, nicht aber - oder allenfalls bei höheren Energien - in der elastischen Streuung (s.4.4.1.) beobachtet werden.

Nach den meisten in 2.3. beschriebenen Modellen kommen intermediäre Resonanzen durch Kopplung zwischen dem elastischen Eingangskanal und einem bestimmten inelastischen Zustand (bei ^{12}C der 2^+ (4.43 MeV)) zustande. Voraussetzung für diesen Mechanismus ist dabei, daß der angeregte Zustand energetisch isoliert, stark kollektiv und seine Anregungsenergie nicht zu hoch ist. Die Bedeutung eines solchen 'doorway'-Zustands für das Resonanzverhalten des gesamten Systems wird - z.B. in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ - in den außerordentlich großen Wirkungsquerschnitten für einfache oder doppelte Anregung des 2^+ (4.43 MeV) - Zustands (CAB77, CJB78) sichtbar. In $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ (und in $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$) sind jedoch die inelastischen Wirkungsquerschnitte ganz erheblich kleiner (s.4.4.1.). Das zeigt, daß der Kopplungsmechanismus zwischen 0^+ (0.00 MeV) und 3^- (6.73 MeV) offensichtlich weit schwächer als in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ist, und deshalb Rückwirkungen auf den elastischen Kanal eine deutlich weniger starke Rolle spielen. Diese Tatsache kommt auch in der qualitativ guten Reproduzierbarkeit der elastischen 90° -Anregungsfunktion durch ein einfaches Optisches Modell zum Ausdruck, wo keine Notwendigkeit für Coupled-Channel-Rechnungen besteht.

Offensichtlich ist der 3^- (6.73 MeV) - Zustand als 'doorway' schlechter erreichbar. Das könnte zum einen an der - im Vergleich zum 2^+ (4.43 MeV) - höheren Anregungsenergie liegen, zum anderen - und das ist wohl der wichtigere Faktor - ist der 3^- wohl deutlich weniger kollektiv als der 2^+ in ^{12}C . Diese Vermutung wird durch Untersuchungen von Alexander et al. (ACF74) unterstützt, nach denen der 3^- aus einer Mischung einer $(p_{1/2}^{-3}d_{5/2})^-$ -Konfiguration (relativ zu ^{16}O) mit anderen, komplexeren Konfigurationen besteht.

Für diese Interpretation spricht das Ergebnis der elastischen $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Streuung (s.Abb.44), bei der die beobachteten starken intermediären Strukturen auf die Verfügbarkeit des 2^+ in ^{12}C als doorway-Zustand zurückgeführt werden könnten. Als Gegenargument gegen obige Überlegungen läßt sich allerdings das

System $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ anführen, wo neben dem 2^+ in ^{12}C zweifellos auch der $3^-(6.13 \text{ MeV})$ - Zustand in ^{16}O eine bedeutende Rolle im Resonanzmechanismus spielt (MAP73, SDC78).

4.4.7. Niveaudichtenbetrachtung

Nach dem Feshbachschen doorway-Modell (s. 2.3.4. und 2.3.5.) ist eine wichtige Bedingung für die Beobachtbarkeit intermediärer Resonanzen eine geringe Dämpfungsbreite des inelastischen doorway-Zustands in komplexere Konfigurationen, z.B. den Compoundkern (s. Abb.7). Auch eine relativ starke Anregung eines doorway-Zustands - hier z.B. des $3^-(6.73 \text{ MeV})$ - könnte zu keinen sichtbaren Resonanzen führen, wenn seine Stärke in eine Vielzahl von Compoundkernkonfigurationen zerstreut wird.

Nach Cindro et al. (CIP80) ist diese Dämpfungsbreite durch

$$\Gamma^{\downarrow} = 2\pi |\langle \text{CN} | V | \text{EL} \rangle|^2 \varphi(E, J) \quad (41)$$

gegeben. Dabei stellt $|\langle \text{CN} | V | \text{EL} \rangle|^2$ das Matrixelement für den Übergang vom Eingangskanal (EL) in den Compoundkern (CN) dar. Dieses Matrixelement ist nur schwach von den Massen des betrachteten Systems abhängig, sodaß $\Gamma^{\downarrow}$ hauptsächlich durch die Niveaudichte (Spin J , Energie E) des Compoundsystems bestimmt wird.

Dieses $\varphi(E, J)$ wurde deshalb für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ und $^{14}\text{N}+^{14}\text{N}$ an den Energien der Maxima der jeweiligen Anregungsfunktionen für $J=L_{\text{graz}}$ und $J=L_{\text{graz}} - 2$ berechnet. Nach Gilbert et al. (GIC65) ist $\varphi(E, J)$ gegeben durch:

$$\varphi(E, J) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{a^{5/4} U^{5/4}} \frac{(2J+1) \exp[-(J+\frac{1}{2})^2/2\sigma^2]}{2\sqrt{2\pi} \sigma^3} \quad [\text{MeV}^{-1}] \quad (42)$$

wobei $U = E - P(Z) - P(N)$ (MeV) $P(Z), P(N) \equiv$ Paarungsenergien und $\sigma^2 = 0.0888 \text{ (aU)}^{1/2} A^{2/3}$ (43)

Der Niveaudichteparameter a kann - wenn nicht aus anderen Untersuchungen bekannt - durch

$$a = A [0.00917 \cdot (S(Z) + S(N)) + 0.142] \quad (\text{MeV}^{-1}) \quad (44)$$

bestimmt werden ($S(Z)$ bzw. $S(N)$ sind die entsprechenden Schalenkorrekturen).

Während für die Compoundkerne ^{24}Mg , ^{28}Si und ^{32}S alle Parameter in (42) einigermaßen bekannt sind, liegen für ^{28}Mg ($^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$) keine Angaben - zumindest für a - vor, sodaß von benachbarten Kernen aus extrapoliert werden mußte. Es ist außerdem zu bedenken, daß man sich bei den in Frage kommenden Anregungsenergien zumindest für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ in einem Bereich nahe der Yrast-Linie bewegt, sodaß für die hier vorliegende sehr geringe Niveaudichte statistische Betrachtungen der Art von Gl. (42) eigentlich keine Gültigkeit mehr besitzen. Aus diesen Gründen können die Rechnungen nicht mehr als eine sehr grobe Abschätzung von $\varrho(E, J)$ darstellen.

In Abb. 56 sind für $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ und $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ die Niveaudichten $\varrho(E, J=L_{\text{graz.}})$ bezogen auf $\varrho(E, J)$ von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ dargestellt. Für $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$ liegt ϱ um rund zwei Größenordnungen, für $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ immerhin noch um einen Faktor 10 bis 30 über dem Wert von $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, d.h. daß in diesen beiden Systemen die relativ große Dämpfungsbreite Γ

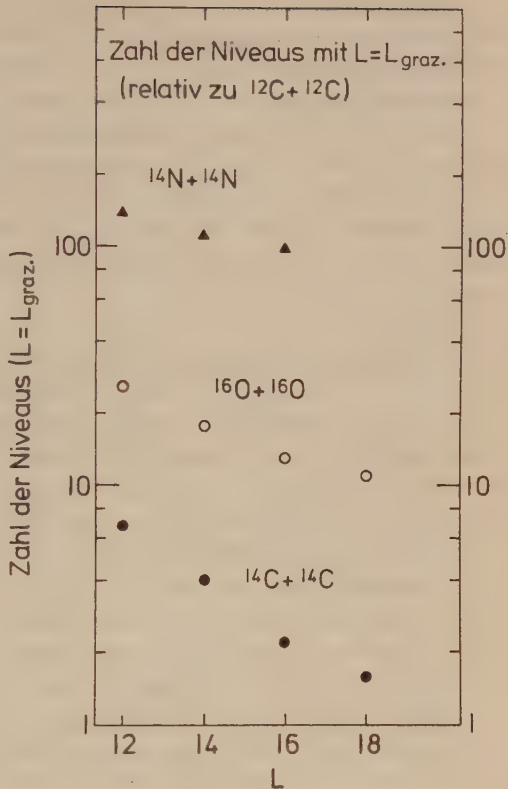


Abb. 56 Relative Niveaudichten $\varrho(E, J=L_{\text{graz.}})$ für $^{14}\text{N} + ^{14}\text{N}$, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ und $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$, berechnet jeweils an den Stellen der Maxima der elastischen 90° -Anregungsfunktion und bezogen auf $\varrho(E, J)=1$ für $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.

die Beobachtbarkeit intermediärer Resonanzen von vornherein stark behindern wird. Bei $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ nimmt $\sigma / \sigma_{^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}}$ mit zunehmendem J (L) kontinuierlich ab; die Ergebnisse für $J=L_{\text{graz}} - 2$ (hier nicht gezeigt) sind ähnlich. Das bedeutet, daß intermediäre Strukturen - falls überhaupt ausreichend doorway-Zustände angeregt werden (s. 4.4.6.) - erst bei höherer Energie sichtbar, d.h. durch starke Zerstreung in Compoundkanäle nicht zerstört werden können. In der Tat werden (s. Abb.41,43) experimentell erst bei höherer Energie Ansätze intermediärer Strukturen beobachtet.

4.4.8. Vergleich mit spezifischen Modellvorhersagen

Abschließend sollen die experimentellen Ergebnisse im Licht zweier Modelle betrachtet werden, die definitive Prognosen für das Auftreten intermediärer Resonanzen in $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ machen: Das Band-Crossing-Modell und die Generator-Koordinaten-Methode von Baye und Heenen.

Im Band-Crossing-Modell (s.2.3.6.) treten im Kreuzungsbereich von elastischer und inelastischen Molekularbanden durch starke Kopplung intermediäre Strukturen auf. Wendet man Gl. (7) in 2.3.6. formal auf die Anregung zum 3^- (6.73 MeV) - Zustand an, so ergeben sich - unter Berücksichtigung von Paritäts- und Drehimpulserhaltung - vier inelastische Banden mit den Kopplungen $J = L+3, L+1, L-1$ und $L-3$. Diese sind - zusammen mit der elastischen Bande - in Abb.57 dargestellt, wobei für alle Banden das gleiche Trägheitsmoment verwendet wurde, das sich (s. Abb.51) aus den 90° -Maxima der elastischen Streuung ergibt. Zusätzlich ist für die doppelt inelastische Streuung die alignte Bande $J=L+6$ eingezeichnet. Man kann aus Abb.57 entnehmen, daß die elastische Bande etwa zwischen $J = 16$ und 18 von der inelastischen $J=L+3$ - bzw. $J=L+6$ - Bande geschnitten wird. Das bedeutet nach diesem Modell, daß sich etwa ab $E_{\text{c.m.}} = 24 - 30$ MeV durch starke Kopplung intermediäre Strukturen ergeben sollten. In den experimentellen Daten (Abb.41,43) kann man durchaus eine gewisse Bestätigung für diese Vorhersage sehen.

Das Modell von Baye und Heenen (s.2.4.2.) sagt für Systeme, an denen der Kern ^{14}C beteiligt ist, eine besonders günstige Möglichkeit für das Auftreten quasimolekularer Resonanzen voraus, wobei die Ergebnisse von $^{14}\text{C}+^{16}\text{O}$ (BBE77, HAA80) diese Prognose zu bestätigen scheinen.

Rechnungen von Baye und Heenen (BAH80) für $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ ergeben

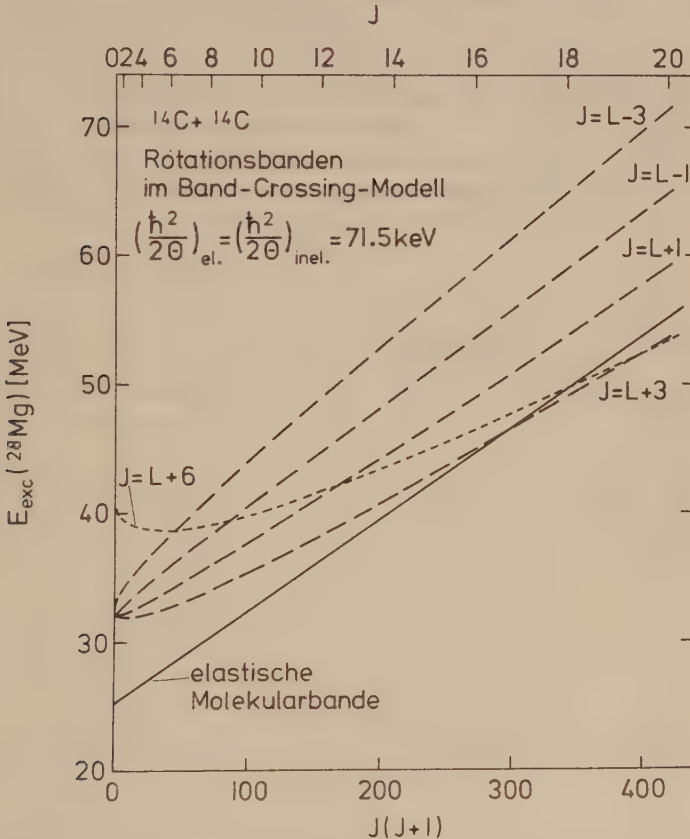


Abb.57 $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$: Rotationsbanden im Band-Crossing-Modell, berechnet nach Gl. (7).

für jeden L-Wert quasigebundene Zustände; die Resonanzen bis $L = 8$ sollten eine Rotationsbande mit $\hbar^2/2\Theta = 89$ keV, die ab $L = 8$ eine andere mit $\hbar^2/2\Theta = 80$ keV bilden. Nach den Kriterien für die Beobachtbarkeit dieser Resonanzen in bestimmten Ausgangskanälen (Barrierenregel, kleines E^*/I - Verhältnis, siehe 2.4.2.) sollte bis $J=14$ vor allem der α - Kanal starke Strukturen zeigen, während von den inelastischen Kanälen besonders der 3^- (6.73 MeV) - Zustand für Resonanzen bevorzugt sein sollte. Infolge der Barriere können jedoch nach Baye und Heenen Oberflächenpartialwellen erst ab $L = 28$ stark in diesen Kanal absorbiert werden. Daraus folgt, daß im mittleren Energiebereich ($14 < L < 28$) die Absorption von L_{graz} in andere Kanäle schwach ist, und deshalb die quasimolekularen Resonanzen bevorzugt im elastischen Kanal (z.B. bei 90°) beobachtet werden sollten.

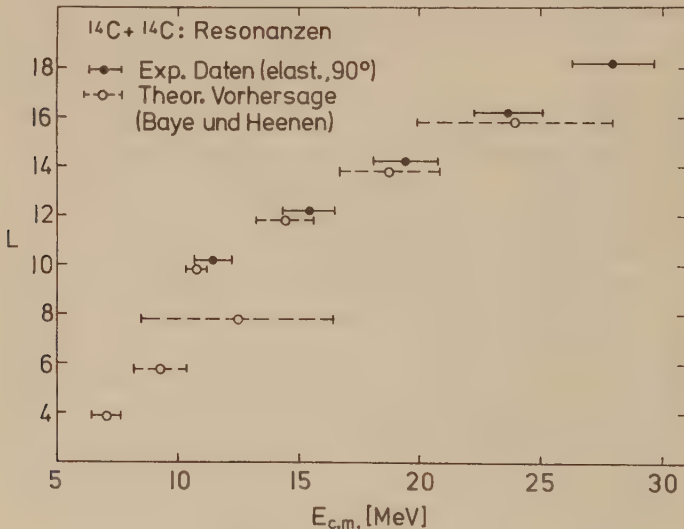


Abb.58 $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$: Vergleich von Position und Breite der von Baye und Heenen vorhergesagten Resonanzen mit den experimentellen Daten (elastische 90° -Anregungsfunktion)

In Abb.58 werden Position und Breite der von Baye und Heenen vorhergesagten Resonanzen mit den Maxima der elastischen 90° -Anregungsfunktion verglichen. Die Lage der Resonanzen stimmt ausgesprochen gut mit den Daten überein, während die vorhergesagte starke Zunahme der Breiten mit steigendem L experimentell nicht reproduziert wird. Es muß aber darauf hingewiesen werden, daß die Bande der Maxima (in den Daten) auch schon durch die Annahme der Wirkung sukzessive aufeinander folgenden L_{graz} -Werte verstanden werden kann (s. z.B. 4.4.4.), ohne daß ein spezieller Resonanzmechanismus erforderlich wäre. Die Struktur-Breiten ebenso wie das Auftreten inelastischer 'Resonanzen' nicht erst ab $L = 28$ zeigen, daß das Modell in seiner jetzigen Form dem System $^{14}\text{C} + ^{14}\text{C}$ wohl nicht voll gerecht wird.

4.5. Schlußbemerkungen

Faßt man die Analyse in 4.4. zusammen, so läßt sich folgendes feststellen: Die experimentell beobachteten Grobstrukturen der elastischen 90° -Streuung können durch Rechnungen mit dem Optischen Modell gut wiedergegeben werden. Die verwendeten Potentiale müssen dabei jedoch durch eine starke Oberflächentransparenz charakterisiert sein. Diese Oberflächentransparenz wird durch die Form der Winkelverteilung (nahezu $P_{L_{\text{graz}}}^2(\cos\theta)$) und durch Betrachtung der Drehimpulsfehlانpassung für die möglichen Ausgangskanäle bestätigt.

Das schwache Auftreten intermediärer Strukturen im elastischen Kanal - zudem nur bei höheren Einschußenergien - kann durch die geringe Anregung inelastischer Kanäle und eine im Vergleich zu $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ höhere Niveaudichte plausibel gemacht werden. Auch die Vorhersagen des Band-Crossing-Modells stehen im Einklang mit den experimentellen Daten.

Für detailliertere Aussagen über den etwaigen Resonanzmechanismus wären jedoch Messungen mit einer kleineren Energieschrittweite wünschenswert, wobei auch andere Kanäle wie die Fusion oder der α -Kanal miteinbezogen werden sollten. Dadurch könnten die Resonanzvorhersagen verschiedener Modelle (z.B. Baye und Heenen) eingehender geprüft werden.

Literatur:

- ABE75 Y.Abe, in Proc.Conf. on nuclear clustering phenomena, Maryland, 1975 (ed. D.A.Goldberg), S.500
- ABE77 Y.Abe, in Proc.Int.Conf. on resonances in heavy ion reactions, Hvar 1977 (North Holland, Amsterdam), S.211
- ABK60 E.Almquist, D.A.Bromley und J.A.Kuehner, Phys.Rev.Lett. 4 (1960), 515
- ACF74 T.K.Alexander, G.J.Costa, J.S.Forster, O.Häusser, A.B. McDonald, A.Olin und W.Witthuhn, Phys.Rev. C9 (1974), 1748
- AKM78 Y.Abe, Y.Kondo und T.Matsuse, Progr.Theor.Phys. 59 (1978), 1393
- ASM72 A.Arima, G.Scharff-Goldhaber und K.W.McVoy, Phys.Lett. 40B (1972), 7
- ASS80 W.Assmann, private Mitteilung
- BAH80 D.Baye und P.H.Heenen, in Contrib.Int.Conf. on the resonant behaviour of heavy ion systems, Aegean Sea, 1980
- BBE77 K.G.Bernhardt, H.Bohn, K.A.Eberhard, R.Vandenbosch und M.P.Webb, in Proc.Int.Conf. on resonances in heavy ion reactions, Hvar 1977, (ed. N.Cindro, North Holland, Amsterdam), S.367
- BBS77 K.G.Bernhardt, H.Bohn, K.A.Eberhard, R.Sielemann und R.Vandenbosch, in Proc. Int. Conf. on resonances in heavy ion reactions, Hvar 1977, (ed. N.Cindro, North Holland, Amsterdam), S.370
- BDS80 J.R.Beene, R.M.DeVries, D.Shapira und M.R.Clover, Phys. Rev. C21 (1980), 167
- BEL64 J.Borggreen, B.Elbek und R.B.Leachman, Mat.-Fys. Medd. 34 (1964), 9
- BER80 K.G.Bernhardt, Dissertation, Universität München, 1980

- BHL78 D.Baye, P.H.Heenen und M.Libert-Heinemann, Nucl.Phys. A308 (1978), 229
- BKA60 D.A.Bromley, J.A.Kuehner und E.Almquist, Phys.Rev.Lett. 4 (1960), 365
- BKA61 D.A.Bromley, J.A.Kuehner und E.Almquist, Phys.Rev. 123 (1961), 878
- BLB78 J.Barrette, M.J.LeVine, P.Braun-Munzinger, G.M.Berkowitz, M.Gai, J.W.Harris und C.M.Jachcinski, Phys.Rev.Lett. 40 (1978), 445
- BMB80 P.Braun-Munzinger und J.Barrette, Phys.Rev.Lett. 44 (1980), 719
- BOH59 A.Bohr, Nucl.Phys. 10 (1959), 486
- BOO78 H.G.Bohlen und W.vonOertzen, Z.Physik A285 (1978), 371
- BOW78 H.G.Bohlen, H.Ossenbrink, W.von Oertzen, P.Wust, H.Hafner und K.Wannebo, Z.Physik A285 (1978), 379
- BRO77 D.A.Bromley, in Proc.Int. Conf. on resonances in heavy ion reactions, Hvar 1977, (ed. N.Cindro, North Holland, Amsterdam), S.3
- CAB77 T.M.Cormier, J.Applegate, G.M.Berkowitz, P.Braun-Munzinger, P.M.Cormier, J.W.Harris, C.M.Jachcinski, L.L.Lee, J.Barrette und H.E.Wegner, Phys.Rev.Lett. 38 (1977), 940
- CAF75 J.J.Castro und P.Federman, in Proc. Int. Conf. on clustering phenomena in nuclei, Maryland 1975, (ed. D.Goldman), S.526
- CBV79 Y.-D.Chan, H.Bohn, R.Vandenbosch, R.Sielemann, J.G.Cramer, K.G.Bernhardt, H.C.Bhang und D.T.C.Chiang, Phys.Rev.Lett. 42 (1979), 687
- CCF79 M.R.Clover, T.M.Cormier, B.R.Fulton und B.J.Herman, Phys. Rev.Lett. 43 (1979), 256
- CCU77 N.Cindro, F.Coşu, J.Uzureau, Z.Basrak, M.Cates, J.M.Fieni, E.Holub, Y.Patin und S.Plattard, Phys.Rev.Lett. 39 (1977), 1135

- CCV75 E.R.Cosman, T.M.Cormier, K.VanBibber, A.Sperduto,
G.Young, J.Erskine, L.R.Greenwood und O.Hansen, Phys.
Rev.Lett. 35 (1975), 265
- CER70 R.A.Chatwin, J.S.Eck, D.Robson und A.Richter, Phys.Rev.
C1 (1970), 795
- CHM78 H.Chandra und U.Mosel, Nucl.Phys. A298 (1978), 151
- CIN78 N.Cindro, J.Phys. G4 (1978), L23
- CIP80 N.Cindro und D.Poćanić, J.Phys. G6 (1980), 359
- CJB78 T.M.Cormier, C.M.Jachcinski, G.M.Berkowitz, P.Braun-
Munzinger, P.M.Cormier, M.Gai, J.W.Harris, J.Barrette
und H.E.Wegner, Phys.Rev.Lett. 40 (1978), 924
- COF80 T.M.Cormier und B.R.Fulton, Univ. Rochester Report
UR-NSRL-213 (1980), unveröffentlicht
- COR78 T.M.Cormier, in Proc. 16. International Winter Meeting
on nuclear physics, Bormio, 1978 (ed. I.Iori), S.121
- COR79 T.M.Cormier, private Mitteilung, 1979
- CRA74 J.G.Cramer, Rechenprogramm HOP2, Annual Report 1974,
University Seattle, Nuclear Physics Laboratory, S.26
- CRL74 D.J.Crozier und J.C.Legg, Phys.Rev.Lett. 33 (1974), 782
- CSC72 E.R.Cosman, A.Sperduto, T.M.Cormier, T.N.Chin, H.E.Wegner,
M.J.LeVine und D.Schwalm, Phys.Rev.Lett. 29 (1972), 1341
- CTD77 B.J.Cole, C.Toepffer und K.Dietrich, Phys.Rev.Lett. 39
(1977), 3
- CTD79 K.R.Cordell, S.T.Thornton, L.C.Dennis, P.G.Lookadoo,
T.C.Schweizer, J.L.C.Ford, J.Gomez del Campo und D.Shapira,
Nucl.Phys. A323 (1979), 147
- CZB79 L.E.Cannell, R.W.ZurMühle und D.P.Balamuth, Phys.Rev.Lett.
43 (1979), 837
- DAV60 R.Davis, Phys.Rev.Lett. 4 (1960), 521
- DEN80 G.Denhöfer, Dissertation, Universität München, 1980

- DKS73 P.Debeveč, H.J.Körner und J.P.Schiffer, Phys.Rev.Lett.
31 (1973), 1971
- DSS76 R.A.Dayras, R.G.Stokstad, Z.E.Switkowski und R.M.Wieland,
Nucl.Phys. A265 (1976), 153
- EBB76 K.A.Eberhard und K.G.Bernhardt, Phys.Rev. C13 (1976), 440
- EBB79 K.A.Eberhard, H.Bohn und K.G.Bernhardt, Phys.Rev.Lett.
42 (1979), 432
- EBW78 K.A.Erb, D.A.Bromley und J.Weneser, Comments Nucl.Part.Phys.
8 (1978), 111
- EDF72 Y.Eyal, I.Dostrovsky und Z.Fraenkel, Nucl.Phys. A179
(1972), 594
- EDM57 A.R.Edmonds, Angular momentum in quantum mechanics,
Princeton University Press, 1957
- EMS75 K.A.Eberhard, E.Mathiak, J.Stettmeier, W.Trombik, A.Weidinger,
L.N.Wüstefeld und K.G.Bernhardt, Phys.Lett. 56B
(1975), 445
- ENP73 H.Emling, R.Nowotny, D.Pelte und G.Schrieder, Nucl.Phys.
A211 (1973), 600
- ERB80 K.A.Erb, in Contrib. Int. Conf. on the resonant behaviour
of heavy ion systems, Aegean Sea, 1980
- ERM66 T.Ericson und T.Mayer-Kuckuk, Ann.Rev.Nucl.Sci. 16 (1966),
183
- FBS76 H.T.Fortune, T.H.Braid, R.E.Segel und K.Raghunathan,
Phys.Lett. 63B (1976), 403
- FCH80 B.R.Fulton, T.M.Cormier und B.J.Herman, Phys.Rev. C21
(1980), 198
- FES76 H.Feshbach, J.Phys.Colloq. 37 (1976), C5-177
- FFK76 N.R.Fletcher, J.D.Fox, G.J.KeKelis, G.R.Morgan und
G.A.Norton, Phys.Rev. C13 (1976), 1173
- FGS77 H.T.Fortune, L.R.Greenwood, R.E.Segel und J.R.Erskine,
Phys.Rev. C15 (1977), 439

- PHK80 R.M.Freeman, F.Haas und G.Korschinek, Phys.Lett. 90B
(1980), 229
- FRH78 R.M.Freeman und F.Haas, Phys.Rev.Lett. 40 (1978), 927
- FSG72 H.J.Fink, W.Scheid und W.Greiner, Nucl.Phys. A188 (1972),
259
- FWP80 W.S.Freeman, H.W.Wilschut, W.F.Piel, T.Chapuran und P.Paul,
in Contrib. Int. Symposium on heavy ion fusion reactions,
Bad Honnef, 1980, unveröffentlicht
- GFS74 L.R.Greenwood, H.T.Fortune, R.E.Segel und J.R.Erskine,
Phys.Rev. C10 (1974), 1211
- GIC65 A.Gilbert und A.G.W.Cameron, Can.J.Phys. 43 (1965), 1446
- GMP68 A.Gobbi, U.Matter, J.L.Perrenoud und P.Marmier, Nucl.Phys.
A112 (1968), 537
- GOB79 A.Gobbi und D.A.Bromley, in 'Heavy Ion Collisions', Vol.1,
(ed. R.Bock, North Holland, Amsterdam, 1979), S.485
- GOR70 M.Giannini, P.R.Oliva und M.C.Ramorino, Nucl.Instr.Methods
81 (1970), 104
- GRS71 W.Greiner und W.Scheid, J.Phys.Colloq. 32 (1971), C6-91
- GSR75 L.R.Greenwood, R.E.Segel, K.Raghunathan, M.A.Lee, H.T.
Fortune und J.R.Erskine, Phys.Rev. C12 (1975), 156
- GWC73 A.Gobbi, R.Wieland, L.Chua, D.Shapira und D.A.Bromley,
Phys.Rev. C7 (1973), 30
- HAA80 F.Haas, in Contrib. Int. Symposium on heavy ion fusion
reactions, Bad Honnef, 1980, unveröffentlicht
- HAF52 W.Hauser und H.Feshbach, Phys.Rev. 87 (1952), 366
- HDH73 H.D.Helb, P.Dück, G.Hartmann, G.Ischenko, F.Siller und
H.Voit, Nucl.Phys. A206 (1973), 385
- HGD75 E.Haindl, W.Galster, P.Dück, W.Treu, F.Siller und H.Voit,
Phys.Rev.Lett. 35 (1975), 1478
- HEB79 P.H.Heenen und D.Baye, Phys.Lett. 81B (1979), 295

- HEK78 A.Hertz, H.Essel, H.J.Körner, K.E.Rehm und P.Sperr, Phys.Rev. C18 (1978), 2780
- HMR70 W.Henning, R.Müller, K.E.Rehm und H.Schaller, in Jahresbericht 1970 des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und Technischen Universität München, S.32
- HSE74 D.L.Hanson, R.G.Stokstad, K.A.Erb, C.Olmer, M.W.Sachs und D.A.Bromley, Phys.Rev. C9 (1974), 1760
- HSI78 W.Hoppe, D.Sprengel, R.Isenbügel und N.Marquardt, in Jahresbericht 1978 des Max-Planck-Instituts für Kernphysik, Heidelberg, S. 104
- IMA68 B.Imanishi, Phys.Lett. 27B (1968), 267
- IMA69 B.Imanishi, Nucl.Phys. A125 (1969), 33
- JAC69 L.A.Jacobson, Phys.Rev. 188 (1969), 1509
- JAF78 D.R.James und N.R.Fletcher, Phys.Rev. C17 (1978), 2248
- JAF79 D.R.James und N.R.Fletcher, Phys.Rev. C20 (1979), 560
- JBB79 C.M.Jachcinski, P.Braun-Munzinger, G.M.Berkowitz, R.H. Freifelder, M.Gai, R.L.McGrath, P.Paul, T.Renner und C.D.Uhlhorn, Phys.Lett. 87B (1979), 354
- KEF74 G.KeKelis und J.D.Fox, Phys. Rev. C10 (1974), 2613
- KFH80 J.J.Kolata, R.M.Freeman, F.Haas, B.Heusch und A.Gallmann, Phys.Rev. C21 (1980), 579
- KFO78 K.Katori, K.Furuno und T.Ooi, Phys.Rev.Lett. 40 (1978), 1489
- KFO80 K.Katori, K.Furuno, T.Ooi und S.Hanashima, Phys.Rev. C21 (1980), 1387
- KGB79 D.G.Kovar, D.F.Geesaman, T.H.Braid, Y.Eisen, W.Henning, T.R.Ophel, M.Paul, K.E.Rehm, S.J.Sanders, P.Sperr, J.P. Schiffer, S.L.Tabor, S.Vigdor, B.Zeidman und F.W.Posser, Phys.Rev. C20 (1979), 1305
- KON80 D.Konnerth, Diplomarbeit, Universität München, 1980
- LCS78 A.J.Lazzarini, E.R.Cosman, A.Sperduto, S.G.Steadman, W. Thoms und G.R.Young, Phys.Rev.Lett. 40 (1978), 1426

- LES78 C.M.Lederer und V.S.Shirley, Table of Isotopes, John Wiley & Sons, 1978
- LHF79 A.H.Lumpkin, L.H.Harwood, J.D.Fox und K.W.Kemper, Phys.Rev. C19 (1979), 785
- MAC76 J.A.Maruhn und R.Y.Cusson, Nucl.Phys. A270 (1976), 471
- MAI79 H.J.Maier, in Proc. World Conf. of the International Nuclear Target Developing Society, Boston, 1979 (in Druck)
- MAK78 T.Matsuse, Y.Abe und Y.Kondo, Progr.Theor.Phys. 59 (1978), 1904
- MAP73 R.E.Malmin und P.Paul, Bull.Am.Phys.Soc. 18 (1973), 134
- MAT73 E.Matthias, in Proc. Meet. on Polarization Nuclear Physics, Ebermannstadt, 1973, (ed. D.Fick, Springer Verlag), S.114
- MFR78 J.F.Mateja, A.D.Frawley, A.Roy, J.R.Hurd und N.R.Fletcher, Phys.Rev. C18 (1978), 2622
- MHS77 N.Marquardt, W.Hoppe und D.Siegel, Phys.Rev. C16 (1977), 2291
- MIV70 G.J.Michaud und E.W.Vogt, Phys.Rev. C5 (1970), 350
- MKG71 R.E.Malmin, K.Katori, L.R.Greenwood, T.H.Braid und R.H.Siemssen, J.Phys.Colloq. 32 (1971), C6-223
- MKS78 R.Maier, G.Korschinek, D.Spolaore, W.Kutschera, H.J.Maier und W.Goldstein, Nucl.Instr.Methods 155 (1978), 55
- MOL67 P.A.Moldauer, Phys.Rev.Lett. 18 (1967), 249
- MSB78 N.Marquardt, D.Sprengel, H. von Buttlar und W.Hoppe, Z.Physik A285 (1978), 89
- MSS69 J.V.Maher, M.W.Sachs, R.H.Siemssen, A.Weidinger und D.A.Bromley, Phys.Rev. 188 (1969), 1665
- MSS72 R.E.Malmin, R.H.Siemssen, D.A.Sink und P.P.Singh, Phys. Rev.Lett. 28 (1972), 1590
- NST79 K.Nagatani, T.Shimoda, D.Tanner, R.Tribble und T.Yamaya, Phys.Rev.Lett. 43 (1979), 1480

- OCD79 R.Ost, M.R.Clover, R.M.DeVries, B.R.Fulton, H.E.Gove und N.J.Rust, Phys.Rev. C19 (1979), 740
- OEB75 W.von Oertzen und H.G.Bohlen, Phys.Rep. 19C (1975), 1
- PEB79 R.L.Phillips, K.A.Erb, D.A.Bromley und J.Weneser, Phys.Rev.Lett. 42 (1979), 566
- PGS80 J.Y.Park, W.Greiner und W.Scheid, Phys.Rev. C21 (1980), 958
- PWZ73 J.R.Patterson, H.Winkler und C.S.Zaidens, Phys.Rev. C7 (1973), 1280
- REH74 S.Raman, C.B.Fulmer, M.L.Halbert, M.J.Saltmarsh, A.H.Snell und P.H.Stelson, in Proc.Int.Conf. on reactions between complex nuclei, Nashville, 1974 (ed. R.L.Robinson, North Holland, Amsterdam), S.2
- RIN72 A.S.Rinat, Phys.Lett. 38B (1972), 281
- RIT79 A.Richter und C.Toepffer, in 'Heavy Ion Collisions', Vol.1, (ed. R.Bock, North Holland, Amsterdam, 1979), S.1
- RSK77 F.G.Resmini, F.Soga und H.Kamitsubo, Phys.Rev. C15 (1977), 2241
- RWG73 W.Reilly, R.Wieland, A.Gobbi, M.W.Sachs, J.V.Maher, D.Min-
gay und D.A.Bromley, Nuovo Cimento, A13 (1973), 913
- RWS73 W.Reilly, R.Wieland, A.Gobbi, M.W.Sachs und D.A.Bromley, Nuovo Cimento, A13 (1973), 897
- SBE76 P.Sperr, T.H.Braid, Y.Eisen, D.G.Kovar, F.W.Prosser, J.P.
Schiffer, S.L.Tabor und S.Vigdor, Phys.Rev.Lett. 37
(1976), 321
- SDC78 D.Shapira, R.M.DeVries, M.R.Clover, R.N.Boyd und R.N.
Cherry, Phys.Rev.Lett. 40 (1978), 371
- SEH75 P.Sperr, D.Evers, A.Harasim, W.Assmann, P.Konrad, K.Ru-
dolph, G.Denhöfer und C.Ley, Phys.Lett. 57B (1975), 438
- SER74 P.Sperr, D.Evers, K.Rudolph, W.Assmann, E.Spindler, P.Kon-
rad und G.Denhöfer, Phys.Lett. 49B (1974), 345

- SFM70 R.H.Siemssen, H.T.Fortune, R.E.Malmin, A.Richter, J.W. Tippie und P.P.Singh, Phys.Rev.Lett. 25 (1970), 536
- SFR72 R.H.Siemssen, H.T.Fortune, A.Richter und J.W.Tippie, Phys.Rev. C5 (1972), 1839
- SGL70 W.Scheid, W.Greiner und R.Lemmer, Phys.Rev.Lett. 25 (1970), 176
- SHE76 P.Sperr, W.Henning und R.Erskine, Phys.Rev. C13 (1976), 447
- SNV69 R.W.Shaw, J.C.Norman, R.Vandenbosch und C.J.Bishop, Phys.Rev. 184 (1969), 1040
- SPW74 H.Spinka und H.Winkler, Nucl.Phys. A233 (1974), 456
- SSB74 D.Shapira, R.G.Stokstad und D.A.Bromley, Phys.Rev. C10 (1974), 1063
- SSS75 D.Shapira, R.G.Stokstad, M.W.Sachs, A.Gobbi und D.A. Bromley, Phys.Rev. C12 (1975), 1907
- SSW76 Z.E.Switkowski, R.G.Stokstad und R.M.Wieland, Nucl.Phys. A274 (1976), 202
- STO72 R.G.Stokstad, Hauser-Feshbach-Programm STAT2, Yale University, Wright Nuclear Structure Laboratory Report No.52, unveröffentlicht
- SVM70 R.W.Shaw, R.Vandenbosch und M.K.Mehta, Phys.Rev.Lett. 25 (1970), 457
- TAN78 O.Tanimura, Nucl.Phys. A309 (1978), 233
- TAN80 O.Tanimura, Nucl.Phys. A334 (1980), 177
- TAR78 P.Taras, in Proc.Int.Conf. on clustering aspects of nuclear structure and nuclear reactions, Winnipeg, 1978, (ed. W.T.H. Van Oers, AIP, New York), S.234
- TEE75 W.Trombik, K.A.Eberhard und J.S.Eck, Phys.Rev. C11 (1975), 685
- TRA76 W.Trautmann, Dissertation, Universität München, 1976

- VCS74 K.VanBibber, E.R.Cosman, A.Sperduto, T.M.Cormier, T.N.
Chin und O.Hansen, Phys.Rev.Lett. 32 (1974), 687
- VG77 H.Voit, W.Galster, W.Treu, H.Fröhlich und P.Duck, Phys.
Lett. 67B (1977), 399
- VOH73 H.Voit und H.D.Delb, Nucl.Phys. A204 (1973), 196
- VWZ74 R.Vandenbosch, M.P.Webb und M.S.Zisman, Phys.Rev.Lett.
33 (1974), 842
- WGC73 R.Wieland, A.Gobbi, L.Chua, M.W.Sachs, D.Shapira, R.Stok-
stad und D.A.Bromley, Phys.Rev. C8 (1973), 37
- WIL73 J.Wilczynski, Nucl.Phys. A216 (1973), 386
- WVE76 M.P.Webb, R.Vandenbosch, K.A.Eberhard, K.G.Bernhardt
und M.S.Zisman, Phys.Rev.Lett. 36 (1976), 779

Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

Abbildung	Kurztitel	Seite
1	90°-Anregungsfunktionen (elast.) verschiedener Syst.	7
2	Überblick über Resonanzen in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	11
3	Molekulare Rotationsbande in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ (Arima)	14
4	Resonanzbreiten in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$	15
5	Nogami-Imanishi-Modell	21
6	Doppel-Resonanz-Modell	24
7	Verallgemeinertes doorway-Modell (Feshbach)	27
8	Molekulares Fenster in $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	30
9	Band-Crossing-Modell für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ($\Theta_{\text{el.}} = \Theta_{\text{inel.}}$)	33
10	Zwei-Zentren-Schalen-Modell	36
11	Anregungsfunktionen der inelast. $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Streuung	41
12	Geometrische Anordnung ($^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ - Experiment)	43
13	Intensitätsverteilung der verschiedenen m-Zustände	44
14	γ - Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene m, Θ_{max}	45
15	Experimenteller Aufbau/Elektronik	47
16	Anordnung der NaJ	48
17	'Single'-Spektrum $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}(^{16}\text{O})$	49
18	Verarbeitung der logischen Signale	52
19	REZ1 - Spektrum (keine Fenster)	53
20	Ortsspektrum PSD (keine Fenster)	55
21	γ -Spektrum NaJ2 (keine Teilchenfenster)	55
22	REZ1-Spektrum (Fenster auf PSD)	56
23	Ortsspektrum PSD (Fenster auf REZ1, E_{PSD})	56
24	γ -Spektrum NaJ2 (Fenster auf Teilchenspektren)	57
25	Berechnetes γ -Spektrum (NaJ2, m = ± 1)	60
26	Experimentelles γ -Spektrum (NaJ2, Doppelanregung)	60
27	Berechnetes γ -Spektrum (NaJ2, m=0)	61
28	Experimentelles γ -Spektrum (NaJ2, Einfachanregung)	61
29	Doppelanregung: m = ± 1 - Population (NaJ1)	66
30	Doppelanregung: m = ± 1 - Population (NaJ2)	66
31	Doppelanregung: Vergleich NaJ1 - NaJ2	68
32	Doppelanregung: Gemittelte relative m= ± 1 - Anteile	68
33	P_{ZZ} -Werte der Einzelmessungen	70

34	P_{zz} -Werte: verschiedene Mittelungsmethoden	72
35	Gemittelte P_{zz} -Werte i. Vgl. mit Anregungsfunktionen	74
36	Winkelverteilungen $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$	77
37	Band-Crossing-Modell für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ ($\Theta_{\text{el.}} + \Theta_{\text{inel.}}$)	81
38	Experimenteller Aufbau ($^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Experiment)	87
39	Auswertung der Kinematischen Koinzidenzen	91
40	γ -Spektrum der doppelt inelastischen $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Streuung	93
41	Anregungsfunktionen (elast.) $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$	96
42	Winkelverteilungen (elast.) $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$	97
43	Inelastische $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Streuung	99
44	Elastische Streuung (90°) verschiedener Systeme	102
45	Einfach inelastische Streuung verschiedener Systeme	103
46	Doppelt inelastische Streuung verschiedener Systeme	104
47	Optisches Modell (OM): Anregungsfunktionen (90°)	107
48	OM: Anregungsfunktionen $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ (70° und 80°)	108
49	OM: Winkelverteilungen	109
50	Hauser-Feshbach-Rechnungen	112
51	Exp. Rotationsbanden $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ und $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$	114
52	$^{14}\text{C}+^{14}\text{C}/^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$: Anregungsfunktionen in Θ -abh. Darst.	115
53	Offene Kanäle (J_{max}) in $^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$	117
54	Offene Kanäle (J_{max}) in $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$	118
55	Offene Kanäle (J_{max}) in $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$	119
56	Relative Niveaudichten	123
57	Band-Crossing-Modell für $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$	125
58	Baye-Heenen-Modell ($^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$)	126

Tabellen

Tabelle	Kurztitel	Seite
1	Intermediäre Strukturen in verschiedenen Systemen	20
2	$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ -Experimente: E und ΔE	43
3	$(N_f/N_s)_{\text{th.}}$ -Werte für alle NaJ	62
4	$(N_f/N_s)_{\text{exp.}}$ -Werte für Doppelanregung	64
5	$(N_f/N_s)_{\text{th.}}$ -Werte nach Renormierung	67
6	$(N_f/N_s)_{\text{exp.}}$ -Werte für $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$	69
7	P_{zz} -Werte von $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}^*(2^+)$	73
8	Detektor-efficiencies für elastische $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}$ -Streuung	88
9	Kinematik $^{14}\text{C}+^{14}\text{C}(^{12}\text{C})$	89
10	Angeregte Zustände in ^{14}C	100
11	Parameter für Optische-Modell-Rechnungen	106
12	Hauser-Feshbach-Parameter	111
13	Molekulare Rotationsbanden	115

Vorbereitung, Durchführung und Auswertung der Experimente waren nur in Zusammenarbeit mit zahlreichen Mitarbeitern des Lehrstuhls Professor C.Zupančič, der Abteilung Kernphysik der Sektion Physik und des Beschleunigerlaboratoriums der Universität und der Technischen Universität München möglich. Ihnen allen sei für ihre Hilfe herzlich gedankt.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Professor K.A.Eberhard für die Überlassung dieser Arbeit und das stete, fördernde Interesse an ihr. Er und die Herren Dr. W.Trautmann, Dr. W.Dünneweber und Prof. W.Hering, die das Projekt mit initiierten, haben durch anregende Diskussionen und tatkräftige Unterstützung bei den Experimenten sehr zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Für die stets außerordentlich freundschaftliche Hilfe und die gute Arbeitsatmosphäre möchte ich den Herren D.Konnerth, Dipl.Phys. K.G.Bernhardt und Dr. R.Singh sehr herzlich danken.

Ohne die Herstellung der ^{14}C -Targets durch Herrn Dr. H.J.Maier und die Bereitstellung eines ^{14}C -Strahls durch die Herren Dr. W.Kutschera, Dr. W.Goldstein und Dr. G.Korschinek wäre die vorliegende Arbeit nicht möglich gewesen.

Herr H.Schuhmann hat wesentlich bei der Konstruktion der Streukammer, Herr Dr. W.Dahme beim Aufbau des freundlicherweise vom SIN zur Verfügung gestellten zweiten großen NaJ(Tl) mitgewirkt.

Frau A.Friedrich und Frl. M.Reiter danke ich für die sorgfältige Anfertigung und Photographie der Abbildungen dieser Arbeit.

Lebenslauf

Ich wurde am 8. Oktober 1948 in München als einziger Sohn des Ingenieurs Josef Trombik und seiner Ehefrau Herta, geb. Malkrab, geboren.

Von 1954 bis 1958 besuchte ich die Volksschule in München, 1958 trat ich in das Humanistische Maximiliansgymnasium in München ein und legte dort 1967 die Reifeprüfung ab.

Im Herbst 1967 begann ich an der Universität München das Studium der Physik. Im Sommer 1972 übernahm ich am Lehrstuhl Professor C. Zupančič eine experimentelle Diplomarbeit, die sich mit Anomalien in der α - Streuung an mittelschweren Kernen befaßte, und schloß 1974 das Studium mit der Diplom-Hauptprüfung ab.

Seit Herbst 1974 bin ich als Wissenschaftlicher Angestellter in der Abteilung Kernphysik der Sektion Physik der Universität München beschäftigt.

1974 heiratete ich die Lehrerin Christine Schloßbauer.

